



# Etude du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS et recherche de boson de Higgs neutres dans le canal de production associée

O. Ravat

## ► To cite this version:

O. Ravat. Etude du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS et recherche de boson de Higgs neutres dans le canal de production associée. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2004. Français. NNT: . tel-00011561

**HAL Id: tel-00011561**

**<https://theses.hal.science/tel-00011561>**

Submitted on 8 Feb 2006

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° ordre : 282-2004

année 2004

THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON 1

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 25 avril 2002)

soutenue publiquement le

16 décembre 2004

par

Olivier Ravat

Etude du calorimètre électromagnétique de  
l'expérience CMS et recherche de bosons de Higgs  
neutres dans le canal de production associée.

Jury :	Mme	E.	Locci	Rapporteuse
	MM	G.	Sauvage	Rapporteur
		B.	Ille	
		H.	El Mamouni	
		D.	Denegri	
		G.	Wormser	



*A Monique.*



# Remerciements

La première personne que je tiens à remercier ici est Bernard Ille, pour son accueil au sein de son groupe, et pour son influence sur mon choix de préparer une thèse en physique des particules. Je lui dois mes premiers stages dans le groupe CMS, mes premières participations à des conférences, ainsi que mes premières visites du Cern à Genève. Son appui m'a permis ensuite de participer au programme d'étudiants d'été du Cern qui m'a définitivement décidé à me lancer dans un travail de thèse sur le détecteur CMS. Tout au long de ces trois années, malgré ses responsabilités au sein de la collaboration, puis à la direction de l'IPNL, il a su trouver le temps de s'informer sur l'avancée de mes travaux ainsi que sur les difficultés que je pouvais rencontrer. Je le remercie également pour sa relecture attentive de mon manuscrit, pour ses nombreuses remarques, ainsi que pour sa participation à mon jury de thèse. Je garde un excellent souvenir de ces années grâce à lui.

Elizabeth Locci, Gilles Sauvage, Daniel Denegri, Guy Wormser et Houmani El Mamouni ont accepté de juger ce travail : qu'ils en soient vivement remerciés. Je remercie tout particulièrement Elizabeth Locci et Gilles Sauvage, rapporteurs, pour leur lecture minutieuse de mon manuscrit ainsi que pour les nombreuses remarques et améliorations qu'ils y ont apportées. Merci également à Daniel Denegri, pour sa contribution à l'amélioration de ce document, ainsi que pour l'aide généreuse qu'il m'a apportée avant la soutenance en compagnie d'Elizabeth Locci et d'Alain Givernaud.

Je tiens à remercier les membres du groupe CMS de l'IPNL. Suzanne Gascon, pour son implication et pour m'avoir permis de rencontrer toutes les personnes impliquées dans le groupe "Higgs" de CMS ; Pierre Depasse, qui m'a supporté pendant deux ans dans son bureau, et qui a dû subir toutes les nuisances liées à un thésard amateur de Humppa... son courage a été exemplaire ! Jean Fay, le spécialiste de l'acquisition ; Renaud Brunelière, qui m'a grandement aidé dans l'utilisation des algorithmes de reconstruction du calorimètre ; Eric Chabanat, que j'ai dérangé à de nombreuses reprises avec mes questions stupides en informatique, commençant toutes par "Heuuu dis-moi, toi qui t'y connais bien sur les ordinateurs..." ; Stéphane Perriès, Benjamin Trocmé, Laurent Mirabito et Didier Contardo, pour les nombreuses discussions que nous avons pu avoir autour d'un café sur le petit monde de CMS... Et enfin, Morgan Lethuillier. Son implication dans le travail sur la production associée de boson de Higgs a été vitale. Je le remercie également pour les scéances de dégustation de saucisson ou de gros vin rouge, pour sa contribution à la décoration de notre "arbre à saucissons", pour son stoïcisme quand il a dû subir des heures de Humppa, ainsi que pour ses conseils sur le vin. Merci pour tout Morgan !

Je dois également beaucoup aux différentes personnes que j'ai rencontrées au Cern ou aux Houches, et dont les conseils m'ont permis de sortir de situations délicates : je pense en particulier à Alexandre Nikitenko et Sami Lehti. Je remercie également les auteurs de CompHEP pour leurs conseils et leur bonne humeur, en particulier Mikhail Dubinin et Edward Boos ("We have to use Comphiep!"). Pour les nombreuses discussions sur les générateurs, au clair de lune, avec Ella Fitzgerald en fond sonore, je remercie Abdelhak Djouadi, Torbjorn Sjöstrand et Peter Skands.

Durant mon travail de thèse, j'ai souvent eu l'occasion de séjourner auprès de la ligne de faisceau H4. Il y règne une excellente ambiance. La première personne m'ayant accueilli lors des tests sous faisceau a été Alain Givernaud. Je garde un excellent souvenir de ses explications claires sur le fonctionnement de l'appareillage, de ses compétences, de sa modestie ("moi, tu sais, je n'y connais rien, je suis chimiste de formation...") et de son humour assez particulier ("moi, je l'appelle Pizza"). Il a toujours été un plaisir de discuter quelques heures avec lui, de physique comme d'informatique, de ski, d'oenologie... Je lui suis en outre reconnaissant de s'être déplacé et d'avoir assisté à ma soutenance. Je remercie également pour leur disponibilité, leur amabilité et leur enthousiasme Ann Van Lysebetten, Patrick Jarry, Marc Dejardin et Jean Bourotte.

Lors de la délicate et fastidieuse période de production d'événements Monte-Carlo, j'ai utilisé massivement les ressources du Centre de Calcul de l'IN2P3. Je tiens à saluer la qualité du service rendu, la disponibilité et même le dévouement des personnes y travaillant. Je pense en particulier à Suzanne Poulat, qui a probablement le plus subi les conséquences de mes scripts approximatifs, et qui a toujours réussi à garder son sang froid ! Je remercie également Philippe Gaillardon, que j'ai quelque peu malmené lors de mes débuts sur HPSS et qui m'a toutefois pardonné (c'est du moins ce que j'espère!).

Au cours de ces trois années de thèse, j'ai eu le plaisir de suivre la formation "Techniques Informatiques pour Scientifiques", qui s'est avérée passionnante. Je remercie Bernard Chambon, Pierre Larrieu et Noël Giraud pour la qualité de leurs enseignements, qui ont néanmoins eu lieu dans une ambiance décontractée.

Merci également à Lucile Chausson et Sylvie Florès pour leur grande disponibilité.

Je souhaiterais aussi remercier mes amis thésards, qui ont partagé les moments, bons et mauvais, constituant ces trois années. Nico, plus soucieux de la propreté de son code que de celle de ses polaires, et qui a été probablement la seule personne avec laquelle je me suis inquiété sur mon espérance de vie ; Franck, notre souffre-douleur favori, qui nous a patiemment permis de nous passer les nerfs sur lui... Greg le parisien, parti faire sa thèse au LPNHE, mais avec qui nous avons pu garder un contact constant ; Céline, la décerneuse de bides, et enfin Carole, dont le goût pour les cocktails bizarres est devenu légendaire. J'espère que malgré la distance nous parviendrons à rester aussi solidement soudés que nous l'avons été pendant ces années de thèse. A ces remerciements je voudrais associer nos amis de pause-café et de repas de midi : Eric, Noël, Guillaume, ainsi que Cécile qui a réussi à trouver des bouteilles de rikiki pour mon pot de thèse.

Cette thèse n'aurait pas pu aboutir sans l'aide de ma famille. Je tiens à remercier en particulier mes parents, ma soeur et mes grands-parents pour leur soutien, surtout lors des moments difficiles de la troisième année. Mes vieux amis m'ont aussi souvent permis de me détendre et m'ont toujours soutenu, je remercie Tono, Martial, Séverine, Nico, Magali, Gilles, Ludo, Boris, Jérôme, Pascal, Samuel, Estelle, Anthony, Sandrine, Gaby, Maud, Véronique, Didou et Elodie.

Enfin, un grand merci à Marylène qui partage ma vie, et qui m'a soutenu (supporté ?) pendant ces années difficiles. Sa patience et sa compréhension ont joué un rôle capital, en particulier pendant la rédaction du mémoire.

En guise de conclusion, je me suis permis de vous faire partager un instant de poésie nordique.

Merci à tous.

---

# Paratiisihumppa

Leipä täällä on pehmeätä, siitä selviää pelkillä ikenillä  
nitrot täällä on kovia, heiluu läpät appoavoimina  
ei päivät ole täällä tylsiä, kun saa koko ajan bylsia  
juomat on täällä teräviä, ja tarjoilijat vikkeliä

Mummot tanssaa alastomina, humppamiehen paratiisissa  
ja ne eivät ole rumia, humppamiehen paratiisissa  
eikä ne anna rukkasia, humppamiehen paratiisissa  
ne antavat meille kaikkensa, humppamiehen paratiisissa

Siellä hullut ovat hurskaampia, ja mulkutkin hyvin mukavia  
siellä köyhät ovat rikkaita, ja rikkaat vielä rikkaampia  
siellä kalsarit on silkkiä, mummoilla niitä ei ole ensinkään  
ja ne ovat aina pelkkää hymyä, sekä naamasta että persiistä

Mummot tanssaa alastomina, humppamiehen paratiisissa  
ja ne eivät ole rumia, humppamiehen paratiisissa  
eikä ne anna rukkasia, humppamiehen paratiisissa  
ne antavat meille kaikkensa, humppamiehen paratiisissa

Siellä sokeat näkevät, kuurot kuulevat  
mummot puhuvat, luvan saatuaan  
siellä tanssaavat, humpat ja jenkat  
rumat ja rujot, rammat ja klenkat

Mummot tanssaa alastomina, humppamiehen paratiisissa  
ja ne eivät ole rumia, humppamiehen paratiisissa  
eikä ne anna rukkasia, humppamiehen paratiisissa  
ne antavat meille kaikkensa, humppamiehen paratiisissa

Mummot tanssaa alastomina, humppamiehen paratiisissa  
ja ne eivät ole rumia, humppamiehen paratiisissa  
eikä ne anna rukkasia, humppamiehen paratiisissa  
ne antavat meille kaikkensa, humppamiehen paratiisissa





# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>5</b>
<b>Table des figures</b>	<b>13</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>19</b>
<b>Introduction</b>	<b>21</b>
<b>1 La recherche du boson de Higgs et ses aspects théoriques</b>	<b>23</b>
1.1 Introduction . . . . .	23
1.2 Le Modèle Standard et le boson de Higgs . . . . .	24
1.2.1 L'interaction électrofaible . . . . .	24
1.2.2 Le mécanisme de Higgs et la brisure de symétrie . . . . .	25
1.2.3 Limites sur la masse du boson de Higgs . . . . .	28
1.2.4 Le boson de Higgs et les faiblesses du Modèle Standard . . . . .	31
1.3 Extension du Modèle Standard . . . . .	33
1.3.1 La brisure de la supersymétrie . . . . .	35
1.3.2 Le secteur de Higgs en supersymétrie . . . . .	35
1.4 Recherches du boson de Higgs : du LEP au LHC . . . . .	40
1.5 La physique du boson de Higgs au LHC . . . . .	41
1.5.1 Le Higgs standard au LHC . . . . .	41
1.5.2 Les Higgs du MSSM au LHC . . . . .	43
<b>Bibliographie</b>	<b>47</b>
<b>2 L'accélérateur LHC et le détecteur CMS</b>	<b>49</b>
2.1 Le Large Hadron Collider (LHC) . . . . .	49
2.1.1 Phénoménologie des collisions de protons . . . . .	53
2.1.2 Contraintes sur les détecteurs . . . . .	55
2.2 Le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) . . . . .	57
2.2.1 Le trajectomètre central . . . . .	57
2.2.2 Le calorimètre électromagnétique (ECAL) . . . . .	59

2.2.3	Le calorimètre hadronique (HCAL) . . . . .	59
2.2.4	L'aimant supraconducteur . . . . .	60
2.2.5	Le détecteur de muons . . . . .	61
2.2.6	Le système de déclenchement et d'acquisition . . . . .	63
2.3	Conclusion . . . . .	65
<b>Bibliographie</b>		<b>67</b>
<b>3</b>	<b>Présentation du calorimètre électromagnétique de CMS</b>	<b>69</b>
3.1	Principe de la calorimétrie . . . . .	69
3.1.1	Passage d'électrons et de positons dans la matière . . . . .	69
3.1.2	Passage de photons dans la matière : créations de paires . . . . .	70
3.1.3	Cascade électromagnétique . . . . .	72
3.1.4	Mécanismes de scintillation . . . . .	74
3.2	Description du calorimètre électromagnétique de CMS . . . . .	75
3.2.1	Propriétés générales des cristaux de tungstate de plomb . . . . .	76
3.2.2	Les photodétecteurs . . . . .	78
3.2.3	Présentation de l'électronique de lecture . . . . .	84
3.3	Performances physiques du détecteur . . . . .	88
3.3.1	Résolution en énergie . . . . .	88
3.3.2	Protocole expérimental des tests en faisceau . . . . .	90
3.3.3	Extraction du signal . . . . .	93
3.3.4	Détermination du bruit électronique . . . . .	95
3.3.5	Résolution en énergie . . . . .	96
3.3.6	Traitement du bruit, corrélations entre voies . . . . .	96
<b>Bibliographie</b>		<b>103</b>
<b>4</b>	<b>La production associée de <math>H \rightarrow \gamma\gamma</math> : simulation et reconstruction</b>	<b>105</b>
4.1	Introduction . . . . .	105
4.2	Sections efficaces de production . . . . .	106
4.3	Génération du signal . . . . .	106
4.3.1	Cinématique des événements physiques . . . . .	109
4.4	Génération du bruit de fond irréductible . . . . .	109
4.5	Génération du bruit de fond réductible . . . . .	109
4.5.1	Canal $W\gamma(j)$ . . . . .	112
4.5.2	Canaux de type $t\bar{t}$ . . . . .	113
4.5.3	Canaux de type $b\bar{b}$ . . . . .	114
4.5.4	Canaux de type $\gamma\gamma(j)$ . . . . .	115
4.5.5	Canaux du type $\gamma j(j)$ . . . . .	116

---

4.6	Prise en compte des événements sous-jacents . . . . .	117
4.7	Simulation complète du détecteur CMS . . . . .	119
4.8	Reconstruction des événements . . . . .	120
4.8.1	Reconstruction des muons . . . . .	120
4.8.2	Reconstruction des particules électromagnétiques . . . . .	121
4.8.3	Efficacité du déclenchement . . . . .	125
<b>Bibliographie</b>		<b>127</b>
<b>5</b>	<b>Sélection des événements</b>	<b>129</b>
5.1	Sélection préliminaire . . . . .	129
5.2	Choix des coupures sur le signal et les bruits de fond . . . . .	131
5.2.1	Variables discriminantes . . . . .	131
5.2.2	Méthode de vraisemblance . . . . .	133
5.2.3	Détermination des niveaux de confiance . . . . .	134
5.2.4	Choix du point de fonctionnement . . . . .	138
5.3	Résultats dans le cadre du Modèle Standard . . . . .	139
5.4	Interprétation supersymétrique . . . . .	142
<b>Bibliographie</b>		<b>149</b>
<b>Conclusion</b>		<b>151</b>



# Table des figures

1.1	<i>Potentiel scalaire associé au champ de Higgs.</i> . . . . .	26
1.2	<i>Gamme de masses possibles pour le boson de Higgs du MS. La borne supérieure est déterminée par la contrainte de non trivialité, la borne inférieure est issue de la contrainte de stabilité du vide.</i> . . . . .	30
1.3	<i>Mesures directes et indirectes des masses du boson <math>W</math> et du quark top. Le contour en traits pointillés représente la région compatible (à 68% de niveau de confiance) avec les mesures directes de <math>m_W</math> au LEP et au Tevatron et de <math>m_{top}</math> au Tevatron. Les mesures indirectes (contour en trait plein) est réalisée à partir des données de LEP1, SLD et des expériences de diffusion profondément inélastiques de neutrinos sur des noyaux. La prédiction théorique du Modèle Standard est représentée par une bande grise correspondant à des valeurs de <math>m_H</math> allant de 114 à 1000 GeV/c<sup>2</sup> [14]</i> . . . . .	31
1.4	<i>Variation du <math>\chi^2</math> de l'ajustement entre mesure des observables électrofaibles et prédiction théorique du Modèle Standard en fonction de <math>m_H</math> [14].</i> . . . .	32
1.5	<i>Corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs contenant soit un fermion de masse <math>m_f</math> soit un scalaire de masse <math>m_s</math>, soit un boson <math>W/Z</math>.</i> . . .	33
1.6	<i>Evolution de l'inverse des trois constantes de couplage dans le cadre du Modèle Standard (a) et dans le MSSM (b) [19].</i> . . . . .	33
1.7	<i>Evolution de la masse du boson de Higgs scalaire le plus léger (<math>h^0</math>) en fonction de celle du boson pseudo-scalaire (<math>A^0</math>), pour <math>M_{SUSY}</math> 1 TeV/c<sup>2</sup> et <math>m_t = 175</math> GeV/c<sup>2</sup>. Quatre scénarios sont utilisées : a : <math>\tan\beta = 15</math>, <math>X_t = \sqrt{6} M_{SUSY}</math>, valeur correspondant au mélange maximal dans le secteur des stops. b : <math>\tan\beta = 15</math> et <math>X_t = 0</math>, valeur correspondant au mélange nul dans le secteur des stops. c : <math>\tan\beta = 1,6</math> et <math>X_t = 2,4 M_S</math>. d : <math>\tan\beta = 1,6</math> et <math>X_t = 0</math> [21]</i> . .	38
1.8	<i>Evolution de la masse du boson de Higgs scalaire le plus léger en fonction de <math>X_t/M_{SUSY}</math> où <math>X_t = A_t - \mu \cot\beta</math> est le paramètre gouvernant le mélange des états <math>\tilde{t}_L</math> et <math>\tilde{t}_R</math> [22].</i> . . . . .	39
1.9	<i>Evolution de la masse <math>m_{h^0}</math> en fonction de <math>\tan\beta</math> dans l'hypothèse où <math>m_{A^0}</math> est grand.[22]</i> . . . . .	39
1.10	<i>A gauche :luminosités intégrées nécessaires pour exclure le boson de Higgs, ou pour établir une observation soit à 3 soit à 5 <math>\sigma</math>. A droite : luminosité intégrée accumulée en juillet 2003 [24]</i> . . . . .	40
1.11	<i>Diagrammes de production du boson de Higgs au premier ordre</i> . . . . .	41
1.12	<i>Sections efficaces de production du boson de Higgs du Modèle Standard au LHC (en pb) [29]</i> . . . . .	42
1.13	<i>A gauche : rapports d'embranchement des processus dominants de désintégration en fonction de la masse du boson de Higgs. A droite : largeur du boson de Higgs en fonction de sa masse. Les corrections radiatives de la QCD et de la théorie électrofaible sont incluses [29].</i> . . . . .	43

1.14	<i>Potentiel de découverte du boson de Higgs du Modèle Standard avec le détecteur CMS après trois ans de prise de données à basse luminosité [30]. . .</i>	44
1.15	<i>Sections efficaces de production de bosons de Higgs neutres du MSSM au LHC, pour deux valeurs de <math>\tan\beta</math> [34]. . . . .</i>	45
1.16	<i>Rapports d'embranchements des bosons de Higgs du MSSM en fonction de leur masse [35] . . . . .</i>	46
2.1	<i>Réseau d'accélérateurs servant à l'injection des protons dans le LHC . . . .</i>	49
2.2	<i>Vue en coupe d'une cavité dipolaire du LHC. . . . .</i>	52
2.3	<i>Vue du LHC ainsi que des expériences s'y situant. . . . .</i>	53
2.4	<i>Représentation schématique d'une collision de hadrons. . . . .</i>	54
2.5	<i>Sections efficaces caractéristiques des collisionneurs hadroniques [8]. . . . .</i>	56
2.6	<i>Distributions en <math>\eta</math> et <math>p_T</math> des particules chargées produites dans les événements de biais minimum. . . . .</i>	57
2.7	<i>Vue éclatée du détecteur CMS. . . . .</i>	58
2.8	<i>Vue schématique d'un quart du trajectomètre de CMS. . . . .</i>	58
2.9	<i>Quantité de matière traversée en fonction de <math>\eta</math> pour les différentes parties du trajectomètre : en termes de longueurs de radiation <math>X_0</math> à gauche, et en termes de longueurs d'interaction à droite.[12] . . . . .</i>	59
2.10	<i>Vue longitudinale du calorimètre hadronique de CMS, sur laquelle figurent le tonneau et le bouchon, placés à l'intérieur du solénoïde, le tonneau extérieur à l'aimant ("détecteur de fin de gerbe"), et le calorimètre très à l'avant. . . .</i>	60
2.11	<i>Le solénoïde de CMS. . . . .</i>	61
2.12	<i>Vue d'un quart des chambres à muons de CMS. . . . .</i>	62
2.13	<i>Le système de déclenchement de niveau 1. . . . .</i>	64
3.1	<i>Fraction d'énergie perdue par unité de longueur de radiation dans le plomb en fonction de l'énergie de l'électron [1]. . . . .</i>	70
3.2	<i>Deux définitions de l'énergie critique <math>E_c</math> [1]. . . . .</i>	70
3.3	<i>Section efficace totale d'interaction d'un photon dans du carbone et du plomb [1]. Les différentes contributions sont : l'effet photoélectrique (<math>\sigma_{p.e.}</math>), la diffusion cohérente (diffusion Rayleigh, <math>\sigma_{cohérent}</math>), la diffusion incohérente (diffusion Compton, <math>\sigma_{incohérent}</math>), la création de paires due au champ nucléaire(<math>\kappa_N</math>), la création de paires due au champ du cortège électronique (<math>\kappa_e</math>), et l'absorption photonucléaire (en général suivie de l'émission d'un neutron, ou d'une autre particule, <math>\sigma_{nuc}</math>) . . . . .</i>	71
3.4	<i>Probabilité <math>P</math> qu'une interaction d'un photon avec la matière résulte en une création de paire <math>e^+e^-</math> [1]. . . . .</i>	71
3.5	<i>Simulation Monte Carlo d'une gerbe issue d'un électron de 30 GeV dans du fer [1]. L'histogramme illustre la fraction d'énergie déposée par la gerbe en fonction du nombre <math>t</math> de longueurs de radiation traversées. Les cercles et les carrés représentent le nombre d'électrons et de photons, respectivement, avec une énergie <math>\geq 1,5</math> MeV traversant un plan imaginaire perpendiculaire au développement longitudinal de la gerbe, à la profondeur <math>t</math>. La courbe est un ajustement de l'histogramme par une fonction <math>\Gamma</math>. . . . .</i>	73
3.6	<i>Représentation des bandes d'énergie dans les cristaux inorganiques. . . . .</i>	74
3.7	<i>Différents niveaux d'énergie discrets, dus à l'incorporation d'impuretés dans le cristal. . . . .</i>	75
3.8	<i>Vue éclatée du calorimètre électromagnétique de CMS. . . . .</i>	76
3.9	<i>Deux APD sont montées dans chaque capsule. . . . .</i>	78

3.10	<i>Structure interne d'une APD.</i>	80
3.11	<i>Gain en fonction de la polarisation inverse d'une APD [16].</i>	81
3.12	<i>Variation du facteur d'excès de bruit [16].</i>	81
3.13	<i>Variation de la capacité des APDs avec la tension de polarisation [18].</i>	82
3.14	<i>Variation de l'efficacité quantique des APDs en fonction de la longueur d'onde des photons incidents [18].</i>	83
3.15	<i>A gauche : Photographie d'une phototriode à vide. A droite : Schéma indiquant la structure interne d'une VPT (Vacuum PhotoTriode).</i>	84
3.16	<i>Evolution du gain d'une phototriode à vide en fonction de la tension appliquée à la dynode <math>V_D</math>, pour <math>V_A = 800</math> et <math>1000</math> V.</i>	85
3.17	<i>Ancienne architecture du système de lecture électronique. Chaque voie de la tour de 25 cristaux est reliée au système de déclenchement, situé à l'extérieur du détecteur, par des fibres optiques.</i>	87
3.18	<i>Nouvelle architecture du système de lecture électronique, toujours équipée de FPPA. Le système de déclenchement de niveau 1 est situé juste derrière les cartes VFE. Le nombre de fibres optiques utilisées a été fortement réduit.</i>	87
3.19	<i>Nouvelle carte "Very Front End" du système de lecture électronique, équipée de MGPA.</i>	87
3.20	<i>Contribution des termes stochastique, constant et de bruit à la résolution totale du calorimètre électromagnétique. [17]</i>	91
3.21	<i>Schéma de principe de la station cible T2 servant à alimenter le faisceau secondaire <math>H_4</math>.</i>	91
3.22	<i>Resolution en énergie de la ligne de faisceau <math>H_4</math> [28].</i>	92
3.23	<i>Le supermodule SM0 installé sur sa table tournante.</i>	92
3.24	<i>Représentation des paramètres utilisés dans l'ajustement représentant la forme de l'impulsion. [29]</i>	95
3.25	<i>Bruits estimés à partir du piédestal d'un cristal (à gauche) et d'une matrice de neuf cristaux (à droite) du supermodule SM0, équipé de FPPA.</i>	96
3.26	<i>Illustration du profil du dépôt d'énergie ainsi que des coupures en position appliquées.</i>	97
3.27	<i>Energie déposée, en coups ADC, dans un cristal du supermodule, avec et sans coupure sur la position des particules dans les hodoscopes.</i>	97
3.28	<i>Résolution en énergie d'une matrice de <math>3 \times 3</math> cristaux du supermodule SM0, équipé de FPPA.</i>	98
3.29	<i>Estimations du bruit associé à un canal (à gauche) et du bruit présent dans une matrice de 9 cristaux (à droite) du supermodule SM1, équipé de MGPA.</i>	98
3.30	<i>Corrélations entre les cristaux du SM1 durant une série de prise de données de piédestaux.</i>	100
3.31	<i>Corrélations correspondant aux bruits haute fréquence (à gauche) et basse fréquence (à droite) [25].</i>	100
3.32	<i>Résolution en énergie obtenue avec une matrice de 9 cristaux sur le SM1 équipé de MGPA. Les points obtenus sans traitement du bruit sont rappelés.</i>	101
4.1	<i>Diagramme correspondant à la production associée de boson de Higgs avec un boson de jauge.</i>	105
4.2	<i>Sections efficaces de production WH dans le cadre du modèle standard, au premier ordre en pointillés, et au deuxième ordre en trait plein.</i>	107
4.3	<i>Sections efficaces de production ZH dans le cadre du modèle standard, au premier ordre en pointillés, et au deuxième ordre en trait plein.</i>	107



4.4	Distributions de $\eta$ (CompHEP) pour le boson de Higgs, les photons et les leptons. A gauche : événements WH. A droite : événements ZH. . . . .	110
4.5	Distributions de $p_T$ (CompHEP) pour les photons et les leptons (en GeV/c). A gauche : événements WH. A droite : événements ZH. . . . .	111
4.6	Exemples de diagrammes de Feynman pour le bruit de fond au canal $\gamma\gamma\nu$ . . . . .	112
4.7	Diagramme de Feynman correspondant au bruit de fond réductible $W\gamma$ . . . . .	113
4.8	Diagrammes de Feynman correspondant aux bruits de fond réductibles de type $t\bar{t}$ . . . . .	114
4.9	Diagrammes de Feynman correspondant aux bruits de fond réductibles de type $b\bar{b}$ . . . . .	115
4.10	Diagrammes de Feynman correspondant aux bruits de fond réductibles de type $\gamma\gamma j$ . . . . .	116
4.11	Diagrammes de Feynman correspondant aux bruits de fond réductibles de type $\gamma jj$ . . . . .	117
4.12	Illustration d'une collision de hadrons avec émission de deux partons durs, rayonnements dans l'état initial (ISR) et dans l'état final (FSR). L'événement sous-jacent représente tout ce qui n'est pas inclu dans le processus dur lui-même. . . . .	118
4.13	Distribution de rapidité des particules chargées mesurée par CDF à 1,8 TeV, comparée aux prédictions de Pythia pour trois valeurs différentes de $p_{Tmin}$ [8] 119	
4.14	Comparaison des prédictions de Pythia avec les données de CDF. Différentes tailles de noyau ont été utilisées avec une valeur de $p_{Tmin}$ de 1,9 GeV/c [8] 120	
4.15	Illustration de l'algorithme de l'"île". . . . .	121
4.16	A gauche : illustration de la construction d'un super-amas. A droite : reconstruction d'électrons d'impulsion transverse égale à 30 GeV/c, avec et sans l'utilisation des super-amas. . . . .	122
4.17	Illustration de la construction des amas hybrides. . . . .	122
4.18	A gauche : distribution de la variable $E_{S25}/E_{SC}$ . Pour des valeurs supérieures à 0,95, la reconstruction des photons s'effectue avec une sommation d'énergie sur 25 cristaux. A droite : résolution en énergie typique pour les photons issus de la désintégration d'un boson de Higgs de 120 GeV/c <sup>2</sup> . . . . .	123
4.19	Précision de la reconstruction de la position longitudinale du vertex de production du boson de Higgs. . . . .	124
4.20	Reconstruction de la masse d'un boson de Higgs de 120 GeV/c <sup>2</sup> , avec correction sur la position du vertex (en sombre) et sans correction (en clair). . . . .	124
4.21	Précision de la reconstruction de la masse du boson de Higgs, pour $M_H = 120$ GeV/c <sup>2</sup> , après corrections de l'énergie et de la position du vertex. . . . .	125
5.1	Distributions des masses invariantes pour le signal et les différents fonds, après l'application des coupures séquentielles. . . . .	132
5.2	Distributions, pour le signal et le bruit de fond, des variables discriminantes utilisées pour identifier les événements. En haut : distributions des impulsions transverses du lepton le plus dur (à gauche) et distributions d'énergie transverse pour le photon dur (à droite). En bas : distribution d'énergie transverse pour le photon mou (à gauche) et distribution du cosinus de l'angle entre les deux photons dans le référentiel du laboratoire (à droite). . . . .	133
5.3	Distributions normalisées à 1 de $\log(y)$ pour le signal et le bruit de fond, avec $m_H = 120$ GeV/c <sup>2</sup> . . . . .	134
5.4	Efficacité de la coupure sur $\log(y_0)$ en fonction de $\log(y_0)$ pour le signal ( $m_H = 120$ GeV/c <sup>2</sup> ) et le bruit de fond. . . . .	135

5.5	<i>Courbes d'efficacité/pureté obtenues, pour une luminosité intégrée de <math>300 \text{ fb}^{-1}</math>. Pour différentes masses du boson de Higgs, quatre courbes sont tracées, selon le nombre de variables discriminantes utilisées dans la fonction de vraisemblance : 1, 2, 3 ou 4 variables. Nous appliquons en premier lieu une coupure sur l'impulsion transverse du lepton le plus dur, puis nous ajoutons dans la fonction de vraisemblance l'énergie transverse du photon dur, puis du photon mou, et enfin le cosinus de l'angle entre les deux photons. Sur chaque courbe, nous faisons varier la valeur de <math>y_0</math>, d'une valeur peu discriminante, pour laquelle les nombres de signaux et de bruits seront maximaux, à une valeur très discriminante où la pureté sera élevée mais l'efficacité sera faible. Nous pouvons remarquer que les coupures sur l'impulsion transverse du lepton, ou sur l'énergie transverse des photons, sont particulièrement discriminantes pour les hautes masses du boson de Higgs, tandis que la coupure sur <math>\cos(\theta_{\gamma\gamma})</math> est plus efficace à basse masse. . . . .</i>	136
5.6	<i>Distributions des masses reconstruites pour le signal et le bruit de fond pour différentes coupures sur <math>\log(y)</math>. . . . .</i>	137
5.7	<i>Optimisations de la coupure sur <math>y</math> à différentes valeurs de <math>m_H</math> pour <math>300 \text{ fb}^{-1}</math>. . . . .</i>	140
5.8	<i>Optimisations de la coupure sur <math>y</math> pour <math>100 \text{ fb}^{-1}</math> et <math>300 \text{ fb}^{-1}</math>. Dans cet exemple la masse du Higgs est de <math>120 \text{ GeV}/c^2</math>. Dans les deux cas, la valeur retenue pour <math>\log(y_0)</math> est <math>-0,35</math>. . . . .</i>	141
5.9	<i>Signification statistique obtenue avec le détecteur CMS en fonction de la luminosité intégrée, pour une masse du boson de Higgs de <math>120 \text{ GeV}/c^2</math> dans le cadre du Modèle Standard. . . . .</i>	141
5.10	<i>Significations statistiques obtenues pour un et trois ans de haute luminosité dans le cadre du Modèle Standard. . . . .</i>	143
5.11	<i>Luminosité nécessaire à une observation à <math>5 \sigma</math> du canal de production associée d'un Higgs avec un boson de jauge. . . . .</i>	143
5.12	<i>Sections efficaces nécessaires à l'obtention d'une signification statistique de <math>5 \sigma</math> pour les canaux <math>WH</math> et <math>ZH</math>, avec une luminosité intégrée de <math>300 \text{ fb}^{-1}</math>. . . . .</i>	144
5.13	<i>Potentiel de découverte d'un boson de Higgs du MSSM pour un mélange nul dans le secteur des stops. . . . .</i>	145
5.14	<i>Potentiel de découverte d'un boson de Higgs du MSSM pour un mélange maximal dans le secteur des stops. . . . .</i>	146
5.15	<i>Potentiel de découverte d'un boson de Higgs du MSSM pour un mélange maximal dans le secteur des stops, avec <math>m_{\tilde{t}_1}=200 \text{ GeV}/c^2</math>. . . . .</i>	147



# Liste des tableaux

1.1	Liste des particules contenues dans l'extension supersymétrique du Modèle Standard, à l'exception du secteur de Higgs. Les états propres de masse sont des superpositions linéaires des états propres de jauge. . . . .	34
1.2	Rapport des couplages entre les bosons de Higgs et les particules du Modèle Standard pour le Modèle Standard et le MSSM . . . . .	38
2.1	Quelques valeurs importantes du collisionneur LHC . . . . .	50
3.1	Propriétés de quelques milieux scintillants utilisés en physique des hautes énergies. . . . .	77
3.2	Comparaison des performances du SM1 avec les prérequis de CMS, pour une reconstruction des énergies sur des matrices de neuf cristaux. . . . .	99
4.1	Sections efficaces (en pb) pour la production d'événements WH à $\sqrt{s} = 14$ TeV, ainsi que le nombre d'événements $WH \rightarrow \gamma\gamma l\nu$ attendus aux LHC après un an de haute luminosité. . . . .	106
4.2	Sections efficaces (en pb) pour la production d'événements ZH à $\sqrt{s} = 14$ TeV, ainsi que le nombre d'événements $ZH \rightarrow \gamma\gamma l^{+}l^{-}$ attendus aux LHC après un an de haute luminosité. . . . .	108
4.3	Contributions des différentes saveurs dans la production d'événements $WH \rightarrow \gamma\gamma e^{-}\bar{\nu}_e$ au LHC. . . . .	108
4.4	Sections efficaces pour le signal, pour $m_H = 120$ GeV/c <sup>2</sup> , et le bruit après les coupures. . . . .	109
4.5	Précision sur la reconstruction de la masse d'un boson de Higgs de 120 GeV/c <sup>2</sup> suivant la méthode de reconstruction utilisée. La précision est exprimée par la largeur $\sigma$ d'une gaussienne issue de l'ajustement de la distribution des masses reconstruites. $\sigma_{\text{effectif}}$ représente l'intervalle de masse dans lequel se trouvent 68,27 % des événements. . . . .	124
4.6	Efficacités de déclenchement pour le niveau 1 et pour le haut niveau. . . . .	126
5.1	Nombre d'événements prévus par an à haute luminosité suivant les coupures appliquées sur le signal et les bruits de fond irréductibles pour $m_H = 120$ GeV/c <sup>2</sup> . . . . .	131
5.2	Nombre d'événements prévus par an à haute luminosité suivant les coupures appliquées sur les bruits de fond de types $\gamma\gamma$ – jet et $\gamma$ – jet – jet pour $m_H = 120$ GeV/c <sup>2</sup> . . . . .	131
5.3	Nombre d'événements prévus par an à haute luminosité suivant les coupures appliquées sur les bruits de fond $W\gamma$ , $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$ pour $m_H = 120$ GeV/c <sup>2</sup> . . . . .	132
5.4	Résultats dans le cadre du Modèle Standard pour une luminosité intégrée de 100 fb <sup>-1</sup> (à gauche) ou de 300 fb <sup>-1</sup> (à droite). . . . .	139



# Introduction

La description des interactions électromagnétique, faible ou forte, repose actuellement sur le Modèle Standard, dont les bases ont été finalisées à la fin des années 60. Rapidement, ce modèle a connu un très grand succès expérimental, et toutes ses prédictions ont été vérifiées, par des mesures de précision de tous ses paramètres, auprès de collisionneurs comme le LEP ou SLC. Cependant ce modèle laisse en suspend plusieurs questions, dont l'origine des masses. En effet, l'existence de particules massives (quarks, leptons, bosons vecteurs de l'interaction faible) et d'autres de masse nulle (comme le photon) n'apparaît pas de manière naturelle dans la théorie. Une solution à cette lacune est donnée par le mécanisme de Higgs. On imagine alors que l'univers serait plongé dans un champ de Higgs qui permettrait aux particules interagissant avec celui-ci d'acquérir une masse proportionnelle à l'intensité de l'interaction. Un boson massif supplémentaire est associé à ce champ, le boson de Higgs. Toutefois la théorie ne prévoit pas sa masse et ne donne que des indications indirectes. Les recherches menées au LEP ont permis d'établir une limite inférieure de  $114,1 \text{ GeV}/c^2$  à 95% de niveau de confiance. Bien que le Modèle Standard ait connu de nombreux succès au cours de ces trente dernières années, il existe un certain nombre d'indications expérimentales et d'arguments théoriques forts indiquant qu'il s'agit d'une théorie effective valable à l'échelle électrofaible. Dans ce contexte, la supersymétrie représente la théorie la plus solide et la plus étudiée donnant un cadre théorique satisfaisant, dans lequel le Modèle Standard serait une théorie effective à l'échelle électrofaible. Dans le secteur de Higgs, cinq bosons scalaires sont nécessaires pour que les particules ordinaires et leur partenaires supersymétriques acquièrent une masse. Contrairement au modèle standard, en supersymétrie, la structure du secteur de Higgs est très contraignante. Le modèle supersymétrique minimal (MSSM) prédit que la masse du boson de Higgs scalaire neutre le plus léger est inférieure à la masse du boson  $Z^0$ . Cependant, les corrections radiatives, notamment sur les masses des bosons de Higgs, sont assez importantes, ce qui rend les contraintes moins fortes. Le boson de Higgs neutre le plus léger doit alors avoir une masse inférieure à  $125 \text{ GeV}/c^2$ .

Deux grands équipements vont s'atteler, au cours des prochaines années, à la recherche du (ou des) boson(s) de Higgs. Il s'agit du collisionneur proton-antiproton situé au Tevatron et du futur grand collisionneur de hadrons du CERN, le LHC (Large Hadron Collider). Le LHC, en cours de construction, permettra d'accélérer des faisceaux de protons et de les faire entrer en collision à des énergies encore jamais atteintes. Quatre détecteurs se situeront autour du LHC. Deux d'entre eux (CMS et ATLAS) sont des expériences généralistes conçues pour un domaine de recherche très étendu, tandis que les deux autres, ALICE et LHCb, sont dédiées respectivement à l'étude des collisions d'ions lourds et à la physique du méson B.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la construction du détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) et de la préparation des analyses de physique pouvant y être effectuées.

Le premier chapitre présentera le cadre théorique et les motivations physiques de ce

mémoire. Les principaux aspects du Modèle Standard y seront rappelés, en particulier dans le secteur scalaire. On y présentera les motivations en faveur d'un boson de Higgs de masse relativement basse, pour lequel la recherche de la désintégration en deux photons est intéressante. Les insuffisances du modèle y seront mises en évidence, incitant à penser qu'il ne représente qu'une théorie effective à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. On abordera alors le cas de l'extension supersymétrique la plus simple du modèle standard en présentant les motivations importantes de cette symétrie supplémentaire. Nous y aborderons également l'intérêt de la production associée dès lors que le mélange dans le secteur des stops est important.

Le second chapitre présentera succinctement les outils mis à la disposition des physiciens en 2007 : le collisionneur LHC, ainsi que les contraintes apportées par celui-ci, et le détecteur qui nous intéresse : CMS.

Le troisième chapitre portera sur le calorimètre électromagnétique (ECAL) de CMS. Après des rappels généraux sur la calorimétrie électromagnétique, nous passerons en revue les principaux éléments constituant ce détecteur : les cristaux, les photodétecteurs, ainsi que les électroniques de lecture associées. Nous nous intéresserons ensuite aux performances du ECAL : les différentes contributions à la résolution en énergie seront passées en revue, puis nous évaluerons celle-ci grâce aux données prises durant l'été 2003 sur la ligne de faisceau H4 au CERN.

Les chapitres suivants détailleront la recherche de bosons de Higgs, produits en association avec des bosons  $W^\pm$  ou  $Z^0$ , et se désintégrant en deux photons. La simulation des événements physiques ainsi que leur reconstruction seront exposés dans le chapitre 4, et nous présenterons la méthode d'analyse dans le chapitre 5. Ce dernier présentera également les interprétations des résultats dans les cadres du Modèle Standard et du Modèle Supersymétrique Minimal.

# Chapitre 1

## La recherche du boson de Higgs et ses aspects théoriques

### 1.1 Introduction

L'unification des quatre forces fondamentales est un des objectifs principaux de la Physique des Particules. Glashow [1], Salam [2] et Weinberg [3] ont proposé d'unifier les forces faible et électromagnétique, dans le cadre de la symétrie de jauge locale  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  (le groupe d'isospin et d'hypercharge faible). Cette symétrie permet de décrire les interactions électrofaibles des leptons et des quarks. Cependant, sous cette forme, ce modèle ne peut contenir des termes de masse pour les différentes particules, car ils violent l'invariance de jauge.

Les travaux de Higgs sur la brisure spontanée d'une symétrie abélienne locale ont permis de résoudre ce problème [4]. Le développement de ce mécanisme, connu sous le nom de "mécanisme de Higgs", doit être également associé à d'autres auteurs [5].

L'introduction du mécanisme de Higgs dans le Modèle Standard permet de donner une masse aux bosons vecteurs  $W^\pm$  et  $Z$  tout en conservant une masse nulle pour le photon. Les fermions, eux, acquièrent leur masse par l'intermédiaire des couplages de Yukawa.

Le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible est basé sur l'adjonction au modèle de Glashow, dans sa version la plus simple, d'un doublet de champs scalaires complexes, les champs de Higgs, qui possèdent une valeur moyenne dans le vide non nulle. Pour construire le Modèle Standard de la physique des particules, le modèle électrofaible ci-dessus est associé au mécanisme de GIM [6], pour une extension aux hadrons, et à la Chromo-Dynamique Quantique (QCD). La QCD est liée à la symétrie de jauge  $SU(3)$ , qui permet de décrire l'interaction forte via ses huit bosons de jauge, les gluons.

Depuis sa présentation en 1967, ce modèle connaît de grands succès. Dès 1973, l'existence des courants neutres a été mise en évidence par l'expérience Gargamelle au CERN [7]. Un des plus grands succès reste la découverte, en 1983 au CERN, des bosons vecteurs de l'interaction faible, les  $W^\pm$  et le  $Z$  [8]. Leurs masses sont  $m_{W^\pm} = 80,3 \text{ GeV}/c^2$  et  $m_Z = 91,2 \text{ GeV}/c^2$ . Ces valeurs fixent l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible et sont de l'ordre de grandeur de la masse du boson de Higgs.

Depuis 1989, notamment grâce au LEP (Large Electron Positron collider), le Modèle Standard a été testé et vérifié avec une précision remarquable. En 1994, le quark top a été découvert au Tevatron, à une masse proche de celle prédite par les équipes du LEP.

Le boson de Higgs reste la seule particule du Modèle Standard qui n'a pas encore été découverte. Le Tevatron et le LHC permettront de savoir si le mécanisme de Higgs est responsable de la brisure spontanée de la symétrie électrofaible.



## 1.2 Le Modèle Standard et le boson de Higgs

### 1.2.1 L'interaction électrofaible

Le Modèle Standard décrit les interactions des leptons, des quarks et des bosons vecteurs des interactions électromagnétique et faible. C'est une théorie non abélienne, invariante de jauge locale, qui obéit à l'algèbre du groupe de symétrie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Elle contient :

- Les trois bosons de jauge  $W_\mu^i$  associés à  $SU(2)_L$  et le boson  $B_\mu$ , associé aux courants formés à partir du générateur de  $U(1)_Y$ . A chaque groupe  $SU(2)_L$  et  $U(1)_Y$  correspondent respectivement les constantes de couplage  $g$  et  $g'$  d'isospin faible et d'hypercharge faible.
- Les fermions de chiralité gauche, qui sont des doublets d'isospin faible de  $SU(2)_L$ , et les fermions de chiralité droite, qui composent les singulets. Cette différence dans le traitement des fermions gauches et droits vient du fait que les neutrinos d'hélicité droite n'ont jamais été observés expérimentalement (violation maximale de la parité). Les fermions sont organisés en trois familles et deux classes, les quarks et les leptons :
- Les doublets de quarks et de leptons gauches :

$$L_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix} T_3 = +1/2 \\ T_3 = -1/2 \end{matrix}$$

$$Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad \begin{matrix} T_3 = +1/2 \\ T_3 = -1/2 \end{matrix}$$

- Les singulets de leptons droits :  $e_R$ ,  $\mu_R$  et  $\tau_R$  avec  $T_3 = 0$ , et les quarks droits :  $u_R$ ,  $c_R$ ,  $t_R$  et  $d_R$ ,  $s_R$  et  $b_R$  avec  $T_3 = 0$ .

$T_3$  est la charge d'isospin faible des fermions. Il existe une relation entre  $T_3$ ,  $Y$ , l'hypercharge faible et  $Q$  la charge électrique des particules. Cette relation est similaire à la relation de Gell-Mann et Nishijima et s'écrit :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.1)$$

Le Lagrangien décrivant les interactions électrofaibles entre les fermions et les bosons de jauge doit être invariant sous toutes les transformations locales définies à partir des générateurs du groupe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , du type :

$$\psi \rightarrow e^{i(\vec{v}(x) \cdot \vec{\tau} + f(x)Y)} \psi \quad (1.2)$$

Dans cette équation  $\psi$  représente le champ de fermion considéré,  $\vec{\tau}$ , les matrices de Pauli, générateurs de l'algèbre de  $SU(2)$ ,  $Y$  le générateur de  $U(1)$ .  $\vec{v}(x)$  et  $f(x)$  sont des fonctions quelconques de l'espace-temps. L'évolution d'un fermion libre de masse nulle est décrite par le biais d'un terme d'énergie cinétique. Ce terme contient l'opérateur de dérivation  $\partial_\mu$ , qu'il faut substituer par la dérivée covariante  $D_\mu$ , pour maintenir l'invariance par translation :

$$\partial_\mu \rightarrow D_\mu = \partial_\mu + ig \left( \frac{\vec{W} \cdot \vec{\tau}}{2} \right) + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.3)$$

La définition de cette dérivée covariante fait apparaître les termes d'interaction avec les champs de jauge des fermions :

$$\mathcal{L}(\text{fermions}, \text{jauge}) = \bar{L}\gamma_\mu \left( i\partial_\mu - g \left( \frac{\vec{W}_\mu \cdot \vec{\tau}}{2} \right) - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L + \bar{R}\gamma_\mu \left( i\partial_\mu - g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) R \quad (1.4)$$

L désigne n'importe lequel des champs de fermions, membres d'un doublet et R, n'importe lequel des singulets.

Le Lagrangien décrivant l'évolution des champs de jauge s'écrit :

$$\mathcal{L}(\text{jauge}) = -\frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.5)$$

où  $\vec{W}^{\mu\nu}$  et  $B^{\mu\nu}$  sont la généralisation à une théorie non abélienne du tenseur électromagnétique  $F_{\mu\nu}$ . Les couplages entre les champs de jauge apparaissent clairement si on donne la définition de ces tenseurs :

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\nu W_\mu^i - \partial_\mu W_\nu^i + g(\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu)^i \quad (1.6)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu \quad (1.7)$$

Si l'on cherche à donner une masse à un fermion, l'électron par exemple, il faut un terme mée dans le Lagrangien. Par projection sur les états de chiralité et en utilisant les propriétés des matrices  $\gamma_5$  de Dirac, ce terme devient :

$$m\bar{e}e = m(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) \quad (1.8)$$

Il n'est pas invariant sous les transformations définies dans 1.2, puisque  $T_3$  et  $Y$  sont différents pour un fermion gauche et le fermion droit correspondant.

### 1.2.2 Le mécanisme de Higgs et la brisure du symétrie

#### Introduction au mécanisme de Higgs

La solution apportée dans le cadre du Modèle Standard consiste à introduire un champ scalaire complexe dont les termes cinétique et potentiel sont invariants de jauge mais dont l'état fondamental ne fait pas apparaître la symétrie de manière explicite. On parle alors de *symétrie cachée* ou de *brisure spontanée de la symétrie*. Le secteur scalaire le plus simple permettant d'engendrer les masses des bosons  $W^\pm$  et  $Z$ , ainsi que du secteur fermionique, est un doublet d'isospin de champs scalaires complexes  $\phi$ , d'hypercharge +1 et soumis à un potentiel du type :

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda (\phi^* \phi)^2, \text{ avec } \phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^- \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Celui-ci a un profil différent selon les signes de  $\mu^2$  et de  $\lambda$ . Le cas d'un  $\mu^2$  positif décrit simplement un champ scalaire de masse  $\mu$ , inintéressant pour expliquer l'origine des masses. L'hypothèse " $\mu^2 < 0$ " est plus fructueuse. Le cas dans lequel  $\lambda$  est négatif est écarté, car il n'est pas physique (le potentiel tend vers  $-\infty$ ). On considère donc le cas où  $\lambda > 0$  et  $\mu^2 < 0$ . Le potentiel n'est pas stable pour  $\phi = 0$ , les minima se trouvant sur un cercle de rayon  $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ . Le doublet  $\phi$  peut être développé autour de son état fondamental :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\vec{\sigma} \cdot \vec{\xi}(x)} \begin{pmatrix} 0 \\ h(x) + v \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

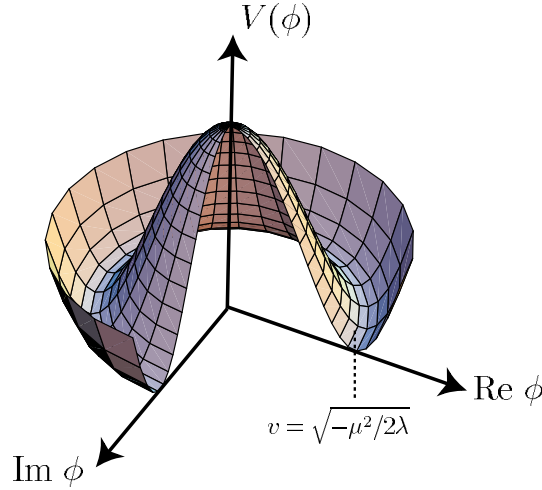


FIG. 1.1 – Potentiel scalaire associé au champ de Higgs.

où  $v$  est la densité moyenne d'énergie dans le vide. Le Lagrangien étant invariant sous  $SU(2)_L$ , on est en droit de choisir la jauge appropriée pour éliminer les champs  $\xi(x)$  sans signification physique :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h(x) + v \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

Les champs  $\vec{\xi}(x)$  sont des bosons de Goldstone qui apparaissent chaque fois qu'une symétrie continue est brisée spontanément. Les bosons  $W^\pm$  et  $Z$  acquièrent un degré de liberté longitudinal en "absorbant" les trois degrés de liberté associés aux champs  $\xi(x)$  et deviennent ainsi massifs.

Le champ  $h(x)$  n'est pas chargé car il est impératif de ne pas briser également la symétrie électromagnétique (l'univers est électriquement neutre). Par application de la formule 1.1 on a l'hypercharge  $Y$  du champ  $h(x)$ , égale à 1.

L'évolution de ce champ est décrite par le Lagrangien :

$$\mathcal{L}(\text{Higgs}, \text{jauge}) = |D_\mu \phi|^2 - V(\phi) \quad (1.12)$$

En exprimant  $D_\mu$  avec l'équation 1.3, on obtient explicitement les couplages entre le champ de Higgs et les bosons de jauge, tout comme les termes d'auto-interaction du Higgs. Pour dégager les champs physiques associés aux bosons vecteurs états propres de masse, le  $Z$ , les  $W^\pm$  et le photon  $\gamma$ , il faut effectuer les combinaisons linéaires entre les champs de jauge :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.13)$$

$$Z^\mu = \cos(\theta_W) W_3^\mu - \sin(\theta_W) B^\mu \quad (1.14)$$

$$A^\mu = \sin(\theta_W) W_3^\mu - \cos(\theta_W) B^\mu \quad (1.15)$$

où  $\theta_W$  représente l'angle dit "de Weinberg". La charge électrique  $e$  s'exprime en fonction des constantes de couplage,  $g$  et  $g'$  :

$$e = g \cdot \sin(\theta_W) \text{ et } \cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.16)$$

Cette relation symbolise l'unification des couplages des interactions faibles et électromagnétiques. Le spectre de la théorie s'est enrichi du boson de Higgs, les bosons vecteurs sont apparus explicitement, le photon est sans masse, mais le Z et les  $W^\pm$  ont absorbé trois des quatre degrés de liberté du champ scalaire complexe initial pour acquérir une polarisation longitudinale et donc une masse.

La masse nulle des photons est la conséquence directe du choix de l'hypercharge du doublet de champs scalaires. Le groupe U(1) étant abélien, l'hypercharge du doublet de champs scalaires est un paramètre libre que l'on choisit égal à 1 afin que la charge électrique associée au champ  $h(x)$  soit nulle. Ainsi le boson de Higgs ne se couple pas au photon qui demeure non massif. Les processus d'interaction entre le Higgs et les photons ne peuvent alors avoir lieu que de manière indirecte. Les processus associés font intervenir des amplitudes de diffusion dont le calcul est basé sur l'utilisation de diagrammes en boucle, comme dans le cas de la désintégration du Higgs en deux photons.

Les masses des bosons sont données par :

$$\begin{aligned} M_Z &= \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} & M_W &= \frac{1}{2}gv \\ M_\gamma &= 0, & M_H &= \sqrt{2\lambda}v \end{aligned}$$

La masse du boson de Higgs échappe à toute prédiction, en raison du paramètre  $\lambda$ , qui est un paramètre libre. La constante  $v$  est calculable à partir de  $g$  et de la masse des  $W^\pm$ . La mesure de la constante  $G_F$  dans la désintégration  $\mu \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\mu$  permet de déterminer sa valeur :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W} = \frac{1}{2v^2} \Rightarrow v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV} \quad (1.17)$$

La valeur 246 GeV fixe l'échelle d'énergie à laquelle la symétrie de jauge est spontanément brisée. C'est également l'ordre de grandeur prédit pour la masse des bosons vecteurs.

En conclusion, la brisure spontanée de la symétrie de jauge combinée à sa localité a permis de donner des masses aux bosons de jauge existants, et de créer un boson scalaire massif.

### Masse des fermions

Le champ de Higgs est également à l'origine des masses dans le secteur fermionique. On introduit pour cela un couplage dit de *Yukawa* entre champ fermionique et champ de Higgs. Dans le cas des leptons :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_e \left[ \overline{(\nu_L e_L)} \phi_{eR} + \overline{e_R} \phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \right] \quad (1.18)$$

En injectant l'expression du champ de Higgs développé autour de sa valeur moyenne dans le vide, on voit apparaître les termes de masses leptoniques :

$$m_e = \frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} \text{ et } m_\nu = 0$$

et le couplage du boson de Higgs aux leptons peut alors s'écrire :  $i\frac{\lambda_e}{\sqrt{2}} = -\frac{im_e}{v}$

Dans le cas des quarks, on veut engendrer des masses non nulles pour chacune des composantes des doublets d'isospin. On généralise donc le couplage de Yukawa en introduisant un champ  $\tilde{\phi} = i\sigma_2 \phi^*$  :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_Y = & -\lambda_d \left[ \overline{(u_L d_L)} \phi d_R + \overline{d_R} \phi^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right] \\ & -\lambda_u \left[ \overline{(u_L d_L)} \tilde{\phi} u_R + \overline{u_R} \tilde{\phi}^\dagger \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \right]\end{aligned}$$

On obtient alors des termes de masse et de couplage identiques à ceux des leptons chargés. Les constantes de couplage de Yukawa (trois pour les leptons chargés et six pour les quarks) sont fixées artificiellement de manière à reproduire les masses mesurées des fermions. Dans le secteur des quarks, les états propres de masse ne correspondent pas aux états propres de  $SU(2)_L$ . Ces deux représentations sont reliées par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa dépendant de 4 paramètres réels (trois angles et une phase). Si l'on suppose que les neutrinos ont une masse nulle, c'est 13 paramètres libres qu'il faut introduire dans le Lagrangien.

### 1.2.3 Limites sur la masse du boson de Higgs

Différents arguments théoriques permettent de contraindre la masse du boson de Higgs. On se limite ici au cas du Modèle Standard. D'autre part, les mesures de précision des observables électrofaibles donnent l'intervalle le plus probable pour cette masse du boson de Higgs.

#### Unitarité

Considérons le processus de diffusion élastique à deux corps. La section efficace différentielle s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} |\mathcal{A}|^2$$

où  $\mathcal{A}$  représente l'amplitude du processus considéré. En utilisant une décomposition en ondes partielles  $a_l$ , on trouve :

$$\sigma = \frac{16\pi}{s} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |a_l|^2 \quad (1.19)$$

Par ailleurs, le théorème optique impose (on notera  $\Re$  et  $\Im$  respectivement les parties réelle et imaginaire d'un nombre complexe) :

$$\sigma = \frac{1}{s} \Im [\mathcal{A}(\theta = 0)] \quad (1.20)$$

L'égalité entre 1.19 et 1.20 entraîne la contrainte d'unitarité :

$$|a_l|^2 = \Im(a_l)$$

d'où l'inégalité :

$$|\Re(a_l)| < \frac{1}{2} \quad (1.21)$$

Appliquons maintenant cette contrainte en considérant le processus de diffusion de bosons  $W$  polarisés longitudinalement,  $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ . L'amplitude  $a_0$  dans la limite  $s \gg M_W^2$  et  $s \gg M_H^2$  s'écrit :

$$a_0 \rightarrow -\frac{M_H^2}{8\pi v^2}$$

D'après 1.21, on obtient donc :

$$M_H < 870 \text{ GeV}$$

Si, au contraire, on avait considéré  $s \ll M_H^2$ , on aurait trouvé cette fois-ci une limite supérieure sur  $\sqrt{s}$ , avec  $\sqrt{s} < 1,7 \text{ TeV}$ . Ceci implique qu'en l'absence de boson de Higgs, il devrait y avoir une nouvelle échelle de physique de l'ordre du TeV.

### Trivialité

Le couplage quartique  $\lambda$  varie de façon logarithmique avec l'énergie. Si l'on considère uniquement le secteur scalaire, sans les bosons de jauge ni les fermions, l'évolution de  $\lambda$  suivant les équations du groupe de renormalisation (RGE) devient :

$$\frac{d\lambda}{d\log(Q^2)} = \frac{3\lambda^2}{4\pi^2} \quad (1.22)$$

où  $Q$  est l'échelle d'énergie. La solution est :

$$\lambda(Q) = \frac{\lambda(Q_0)}{[1 - \frac{3\lambda(Q_0)}{4\pi^2} \log(\frac{Q^2}{Q_0^2})]} \quad (1.23)$$

avec  $Q_0 = v$  dans le Modèle Standard.

On remarque que  $\lambda$  tend vers 0 avec  $Q$ . La théorie devient alors *triviale*, car non-interactive à basse énergie. De plus,  $\lambda$  peut devenir infini pour une certaine valeur de  $Q$  appelée *pôle de Landau* et notée  $\Lambda$ , qui fixe l'échelle d'énergie jusqu'à laquelle le MS reste valable. D'après 1.23, on déduit l'inégalité :

$$M_H^2 < \frac{8\pi^2 v^2}{3\log(\Lambda^2/v^2)}$$

Si l'on fixe par exemple  $\Lambda$  à  $10^{16} \text{ GeV}$ , soit l'échelle de Grande Unification, on obtient :  $M_H < 160 \text{ GeV}$ .

### Stabilité du vide

En incluant les contributions des fermions et des bosons de jauge, l'équation 1.22 devient alors :

$$\frac{d\lambda}{d\log(Q^2)} = \frac{1}{16\pi^2} \left[ -12g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \quad (1.24)$$

où  $g_t \equiv -\frac{M_{\text{top}}}{v}$ , soit

$$\lambda(\Lambda) = \lambda(v) + \frac{1}{16\pi^2} \left[ -12g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \log\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right) \quad (1.25)$$

La contrainte de stabilité du vide s'écrit  $\lambda(\Lambda) > 0$ , ceci afin de préserver la brisure de symétrie. On déduit de 1.25 :

$$M_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[ -12g_t^4 + \frac{3}{16}(2g^4 + (g^2 + g'^2)^2) \right] \log\left(\frac{\Lambda^2}{v^2}\right) \quad (1.26)$$

Une analyse plus fine, incluant notamment les ordres supérieurs dans 1.24, permet de donner les limites inférieures suivantes :

$$\begin{aligned}
M_H > 130 \text{ GeV} & \text{ pour } \Lambda_{\text{GUT}} = 10^{16} \text{ GeV} \\
M_H > 70 \text{ GeV} & \text{ pour } \Lambda = 10^3 \text{ GeV}
\end{aligned}$$

Les contraintes de trivialité et de stabilité du vide donnent ainsi un intervalle de masses possibles pour le boson de Higgs, en fonction de l'échelle d'énergie  $\Lambda$  à laquelle devrait apparaître une nouvelle physique [9]. Inversement, elle indique que si un boson de Higgs léger est découvert, une nouvelle physique existe à une échelle d'énergie inférieure à l'échelle de Grande Unification. : voir figure 1.2

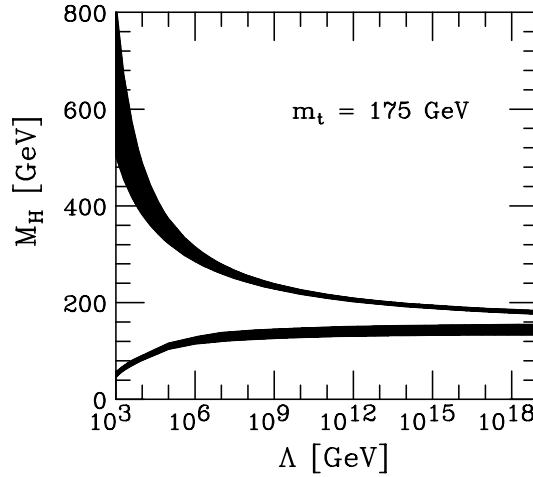


FIG. 1.2 – Gamme de masses possibles pour le boson de Higgs du MS. La borne supérieure est déterminée par la contrainte de non trivialité, la borne inférieure est issue de la contrainte de stabilité du vide.

### Mesures de précision des observables électrofaibles

Les mesures des différents paramètres électrofaibles sont sensibles aux effets des corrections quantiques associées au boson de Higgs [10]. Ainsi, il est possible d'avoir de manière indirecte des indications sur sa masse.

La détermination indirecte de la masse du quark top par le LEP et SLD [11] était à la fois précise et proche de la valeur mesurée au Tevatron [12] :  $177^{+7}_{-8}$  à  $178 \pm 4,3$  GeV/ $c^2$ . Ce succès motive une mesure indirecte de  $m_H$ . Cependant, cette dépendance n'est que logarithmique vis-à-vis de la masse du Higgs, alors qu'elle est quadratique par rapport à la masse du top. Les contraintes sur  $m_H$  seront donc plus faibles que sur  $m_{\text{top}}$ . On peut en outre décrire le secteur électrofaible du MS avec un ensemble de trois paramètres (hormis la masse du boson de Higgs, les masses des fermions et leurs mélanges décrits par la matrice CKM) : la constante de Fermi,  $G_F$ , la masse du boson Z,  $M_Z$  et la constante de couplage électromagnétique  $\alpha(0)$  [13], qui sont très bien mesurées. On peut alors calculer les valeurs des autres observables et les comparer aux valeurs mesurées [10]. Le test sera d'autant plus significatif que les incertitudes théoriques sont faibles. D'une manière plus générale, l'intégralité des mesures électrofaibles est utilisée au sein d'une procédure d'ajustement (aucune observable n'étant fixée). Après l'ajustement, on obtient les valeurs les plus probables, aussi bien pour des observables mesurées que pour des observables inconnues

( $m_H$  par exemple). La figure 1.3 montre que les mesures directes et indirectes sont en bon accord, et surtout qu'elles privilégient les faibles masses pour le boson de Higgs. La figure 1.4 présente le résultat de l'ajustement du MS en utilisant toutes les données. La valeur préférentielle obtenue avec cet ajustement pour la masse du boson de Higgs standard est

$$m_H = 113^{+62}_{-42} \text{ GeV}$$

et la valeur maximale à un degré de confiance de 95 % est  $237 \text{ GeV}/c^2$ . [14]

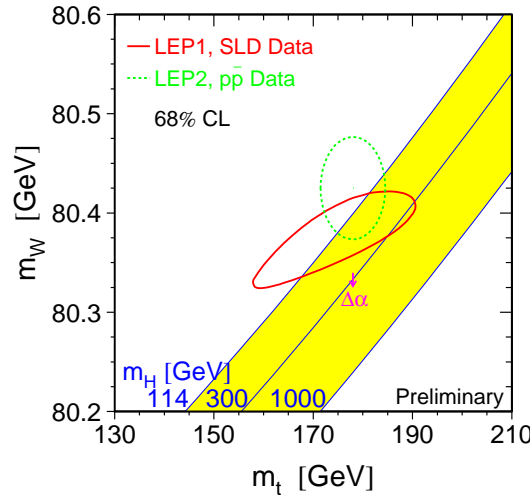


FIG. 1.3 – Mesures directes et indirectes des masses du boson  $W$  et du quark  $top$ . Le contour en traits pointillés représente la région compatible (à 68% de niveau de confiance) avec les mesures directes de  $m_W$  au LEP et au Tevatron et de  $m_{top}$  au Tevatron. Les mesures indirectes (contour en trait plein) est réalisée à partir des données de LEP1, SLD et des expériences de diffusion profondément inélastiques de neutrinos sur des noyaux. La prédiction théorique du Modèle Standard est représentée par une bande grise correspondant à des valeurs de  $m_H$  allant de 114 à 1000  $\text{GeV}/c^2$  [14]

#### 1.2.4 Le boson de Higgs et les faiblesses du Modèle Standard

Le Modèle Standard, validé par l'expérience, demeure attrayant par sa simplicité. Pourtant cette théorie n'est pas complètement achevée, il reste en suspens quelques problèmes liés au mécanisme de Higgs, pour la plupart.

##### Hiérarchie et masse des fermions

Les fermions ont des masses variant sur près de cinq ordres de grandeur, de l'électron au quark top. Le Modèle Standard n'est pas en mesure d'expliquer une telle différence puisqu'il n'est pas prédictif concernant les masses des particules. Les couplages de Yukawa sont en effet introduits à la main dans le Lagrangien, ce qui fait autant de paramètres libres, dont les valeurs sont ajustées aux mesures expérimentales des masses des fermions.

Expérimentalement, les oscillations de neutrinos ont été observées indirectement [15] [16], ce qui est explicable si ces particules ont une masse, qui ne devrait cependant pas excéder quelques eV. Ceci accentue la disparité dans la hiérarchie des masses, avec un



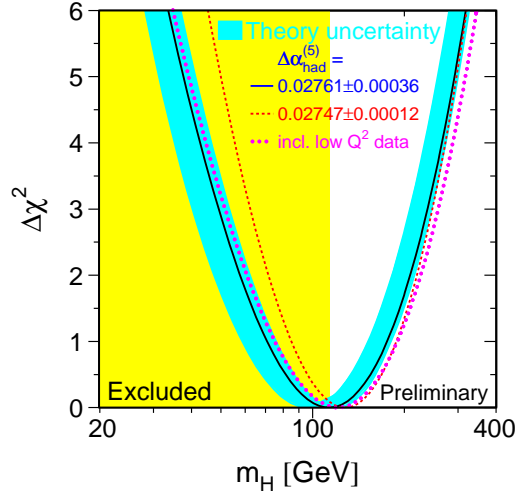


FIG. 1.4 – Variation du  $\chi^2$  de l'ajustement entre mesure des observables électrofaibles et prédiction théorique du Modèle Standard en fonction de  $m_H$  [14].

rapport  $\frac{m_{\nu_e}}{m_e} < 10^{-5}$ . De plus, il conviendrait d'étendre la théorie du Modèle Standard pour expliquer l'origine de cette masse. L'introduction seule du secteur du Higgs ne permet cependant pas d'expliquer la hiérarchie des masses.

### La non-naturalité de la masse du boson de Higgs

Il existe un problème lié à la masse du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard, connu sous le nom de problème de la *naturalité*. Les corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs impliquent une divergence quadratique de la masse du boson de Higgs en fonction de l'échelle  $\Lambda$ , qui devient l'énergie à laquelle le Modèle Standard n'est plus valable. Plus précisément, nous avons deux contributions à la masse du boson de Higgs. La première vient du diagramme en boucle contenant un fermion de masse  $m_f$  (figure 1.5) qui s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta m_{H,f}^2 = \frac{|\lambda_f|^2}{16\pi^2} \left( -2\Lambda^2 + 6m_f \ln \frac{\Lambda}{m_f} + \dots \right) \quad (1.27)$$

D'autre part, le diagramme de la figure 1.5 comprenant un scalaire de masse  $m_s$  donne une contribution à  $m_H^2$  de :

$$\Delta m_{H,s}^2 = \frac{\lambda_s}{16\pi^2} \left( \Lambda^2 - 2m_s \ln \frac{\Lambda}{m_s} + \dots \right) \quad (1.28)$$

De ces deux équations nous pouvons déduire que la masse naturelle du boson de Higgs est de l'ordre de  $\Lambda \sim M_{\text{Planck}}$ . Si l'on écrit :

$$M_H^2 = M_{H,\text{nue}}^2 + \delta M_{H,\text{nue}}^2 \quad (1.29)$$

et que l'on désire avoir pour le boson de Higgs une masse physique de l'ordre de  $v$ , il faut ajuster finement la masse nue  $M_{H,\text{nue}}$  par rapport aux corrections, à l'aide de contre-terme, avec une précision de trente décimales à tous les ordres [17]. C'est le problème dit de *naturalité*.

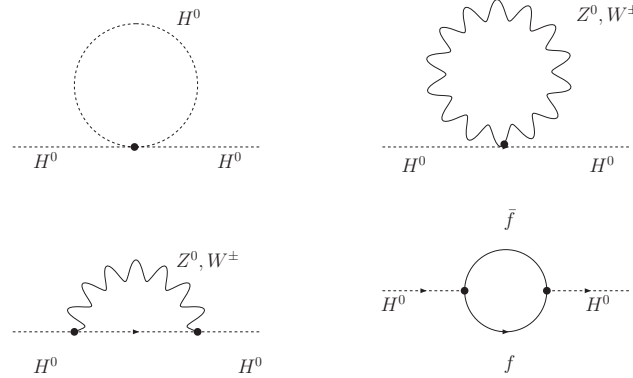


FIG. 1.5 – Corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs contenant soit un fermion de masse  $m_f$  soit un scalaire de masse  $m_s$ , soit un boson  $W/Z$ .

### Unification des constantes de couplage

La physique tente de décrire la nature avec toujours moins de postulats et de paramètres libres. Nous avons vu précédemment qu'il était possible de décrire le secteur électrofaible de façon unifiée en donnant une relation entre les constantes de couplage des interactions faible et électromagnétique. Il n'est pas déraisonnable de penser qu'au sein d'une théorie plus fondamentale, les interactions forte et électrofaible sont unifiées. Si on extrapole les constantes de couplage à l'échelle  $\Lambda_{\text{GUT}}$  dans le cadre du Modèle Standard, on arrive à la conclusion que l'unification ne peut pas être réalisée. En revanche, la supersymétrie prédit qu'une telle unification est possible (voir figure 1.6).

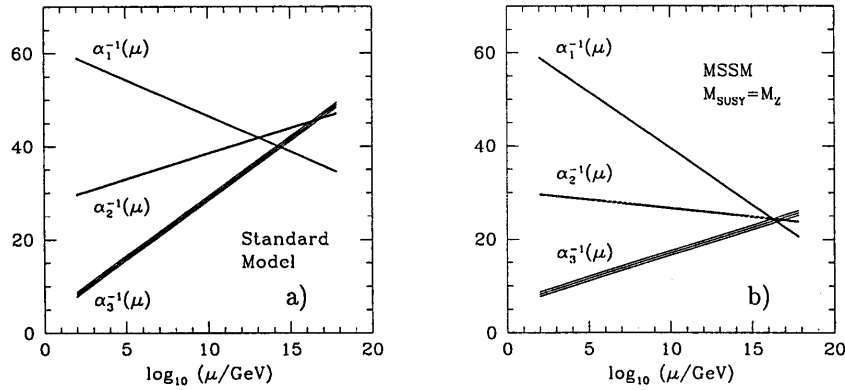


FIG. 1.6 – Evolution de l'inverse des trois constantes de couplage dans le cadre du Modèle Standard (a) et dans le MSSM (b) [19].

## 1.3 Extension du Modèle Standard

Une réponse à certains problèmes du Modèle Standard est apportée si l'on considère une généralisation des symétries d'espace-temps de la théorie quantique des champs, qui transforme les fermions en bosons et inversement : la supersymétrie (ou SUSY). On introduit des partenaires dits *supersymétriques* aux fermions, appelés *sfermions* (de spin 0),

ainsi qu'aux bosons de jauge, appelés *jauginos* (de spin 1/2). Le contenu en particules est ainsi considérablement élargi par rapport au Modèle Standard (cf tableau 1.1).

Partenaires supersymétriques				
Particules standard	Etats propres de jauge		Etats propres de masse	
	Symbole	Nom	Symbole	Nom
q = u,d,s				
c,b,t	$\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$	squark	$\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$	squark
l=e, $\mu$ , $\tau$	$\tilde{l}_L, \tilde{l}_R$	slepton	$\tilde{l}_1, \tilde{l}_2$	slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
g	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
$W^\pm$	$\tilde{W}^\pm$	wino		
$H_1^-$	$\tilde{H}_1^-$	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	charginos
$H_2^+$	$\tilde{H}_2^+$	higgsino		
$\gamma$	$\tilde{\gamma}$	photino		
Z	$\tilde{Z}$	zino		
$H_1^0$	$\tilde{H}_1^0$	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralinos
$H_2^0$	$\tilde{H}_2^0$	higgsino		
$\begin{pmatrix} W^3 \\ B \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tilde{W}^3 \\ \tilde{B} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \text{wino} \\ \text{bino} \end{pmatrix}$		

TAB. 1.1 – Liste des particules contenues dans l'extension supersymétrique du Modèle Standard, à l'exception du secteur de Higgs. Les états propres de masse sont des superpositions linéaires des états propres de jauge.

Nous pouvons dire que cette symétrie est construite *ad hoc* pour régler le problème de la naturalité. En effet, si chaque fermion du Modèle Standard est accompagné de deux scalaires, les contributions en  $\Lambda^2$  à la masse du boson de Higgs s'annulent si  $\lambda_s = |\lambda_f|^2$ . Cette dernière condition est fondamentale sans quoi la divergence quadratique en  $\Lambda^2$  resterait dans les corrections radiatives à la masse du Higgs :

$$\Delta m_H^2 \sim \frac{1}{16\pi^2} \left( (\lambda_s - |\lambda_f|^2) \Lambda^2 + \dots \right) \quad (1.30)$$

Or la relation  $\lambda_s = |\lambda_f|^2$  est valable dans une symétrie non brisée. Cependant, la supersymétrie n'est pas une symétrie exacte de la nature. Les partenaires supersymétriques des particules du Modèle Standard n'ont jamais été observés (par exemple, aucune particule scalaire de masse égale à 511 keV et ayant les mêmes nombres quantiques que l'électron n'a été découverte). Nous nous retrouvons dans une position peu confortable, car l'idée de base de la supersymétrie, qui introduit une symétrie entre fermions et bosons, donne une prédiction fautive. Il faut donc trouver un mécanisme de brisure de la supersymétrie qui permette de se débarrasser des divergences quadratiques en  $\Lambda^2$ . Une solution consiste à écrire le Lagrangien

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SUSY}} + \mathcal{L}_{\text{soft}} \quad (1.31)$$

où  $\mathcal{L}_{SUSY}$  ne brise pas la supersymétrie tandis que  $\mathcal{L}_{soft}$  la brise explicitement (terme de brisure “douce”). On peut montrer que la contribution à  $m_H^2$  devient :

$$\Delta m_H^2 = m_{soft}^2 \left[ \frac{-\lambda}{16\pi^2} \ln(\Lambda/m_{soft}) + \dots \right], \quad (1.32)$$

où  $m_{soft}$  représente la différence de masse entre les particules du Modèle Standard et leurs partenaires supersymétriques et  $\lambda$  indique un couplage générique.  $m_{soft}$  ne peut pas être trop grand et doit être de l'ordre de l'échelle électrofaible sans quoi nous retomberions dans le problème de “fine tuning” de la masse du boson de Higgs. En utilisant  $\Lambda \sim M_{Planck}$  et  $\lambda \sim 1$ , on trouve que la masse des partenaires supersymétriques les plus légers doit être de l'ordre ou inférieure au TeV.

### 1.3.1 La brisure de la supersymétrie

Nous avons introduit dans le paragraphe précédent l'idée de brisure douce, qui consiste à introduire un terme de brisure de la supersymétrie dans le Lagrangien. Cela résulte en une théorie supersymétrique effective.

Une fois la supersymétrie brisée, nous obtenons des termes de masses pour les particules scalaires (Higgs, sfermions), des termes de masses de jauge ( $M_1, M_2, M_3$ ) et de Higgsino ( $\mu$ ), des termes de couplage bilinéaire des bosons de Higgs (les termes  $\alpha$  et  $\beta$  de mélange des doublets de Higgs) et les couplages trilinéaires des scalaires ( $A_t$  et  $A_b$ ), qui sont les termes responsables du mélange des états propres des sfermions.

Nous pouvons remarquer dans le tableau que les états propres de chiralité ne correspondent pas aux états propres de masse. L'effet de ce mélange est particulièrement important dans le secteur du squark top (ou “stop”). Cela aura aussi des implications importantes sur la limite supérieure de la masse du boson de Higgs supersymétrique neutre le plus léger. Nous avons la matrice de masse suivante :

$$m_{\tilde{t}}^2 = \begin{pmatrix} m_Q^2 + m_t^2 + \Delta_u & m_t(A_t - \mu \cotan \beta) \\ m_t(A_t - \mu \cotan \beta) & m_U^2 + m_t^2 + \Delta_{\bar{u}} \end{pmatrix}$$

où  $m_Q$ ,  $m_u$  et le couplage trilinéaire  $A_t$  sont les paramètres de brisure douce, et :

$$\Delta_u = (1/2 - 2/3 \sin^2 \theta_W) \cos(2\beta) m_Z^2 \text{ et } \Delta_{\bar{u}} = 2/3 \sin^2 \theta_W \cos(2\beta) m_Z^2 \quad (1.33)$$

Les états propres de masse s'obtiennent quand on diagonalise la matrice de masse :

$$\begin{pmatrix} \tilde{t}_1 \\ \tilde{t}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\theta_t) & \sin(\theta_t) \\ -\sin(\theta_t) & \cos(\theta_t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{t}_R \end{pmatrix}$$

Le mélange peut être très important du fait que les termes non diagonaux sont proportionnels à la masse du top.

### 1.3.2 Le secteur de Higgs en supersymétrie

Le secteur de Higgs est plus riche que dans le cas du Modèle Standard. Il est nécessaire d'introduire deux doublets complexes de Higgs, afin d'éviter de créer des anomalies triangulaires, par le biais de couplages axiaux faisant intervenir le partenaire supersymétrique du Higgs (le higgsino :  $\tilde{H}$ ), qui rendrait la théorie non renormalisable. Un deuxième doublet de Higgs est introduit, d'hypercharge opposée au premier. En outre, l'existence de deux doublets permet d'éviter l'apparition de processus de changements de saveur par échange

de courants neutres au premier ordre. Le calcul, basé sur des observations expérimentales, démontre que ces processus ne peuvent se produire qu'aux ordres supérieurs. Il est possible en fait d'introduire autant de paires de doublets de Higgs que l'on veut sans pour autant affecter l'annulation des anomalies. Cependant l'ajout de doublets de Higgs au-delà de la première paire supprime l'un des principaux atouts de la supersymétrie : l'unification des couplages à haute énergie. Les représentations triplets (ou supérieures) de Higgs suppriment également cette convergence. En revanche, les singulets de Higgs supplémentaires n'affectent ni l'annulation des anomalies, ni l'unification des couplages.

Le modèle supersymétrique minimal (MSSM) avec exactement deux doublets de Higgs est donc la théorie la plus attractive, ainsi que ses extensions à un ou plusieurs singulets supplémentaires (NMSSM). Nous allons maintenant nous placer dans le cadre du MSSM.

Lors du mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible, chacun des deux doublets acquiert une valeur dans le vide non nulle,  $v_1$  et  $v_2$ . La valeur  $v=246$  GeV est remplacée par

$$v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2} \quad (1.34)$$

Le doublet associé à  $v_2$  engendre les masses des membres “up” de SU(2),  $v_1$  celles des “down”. La hiérarchie de masse dans les doublets de SU(2) est alors expliquée, plus par la structure du vide que par les différentes valeurs des couplages de Yukawa.

La présence de deux doublets complexes conduit à huit degrés de liberté. Trois d'entre eux sont absorbés pour donner la masse aux trois bosons de jauge  $W^\pm$  et Z. Il reste donc cinq champs physiques de Higgs.

- deux bosons chargés électriquement :  $H^\pm$ ,
- trois bosons neutres, dont deux scalaires :  $h^0$  et  $H^0$ , et un “pseudo-scalaire” (CP = -1) :  $A^0$ .

Le  $h^0$  et le  $H^0$  ont les mêmes caractéristiques que le boson de Higgs standard, et par définition  $m_{H^0} > m_{h^0}$ . Entre ces deux états, il y a un angle de mélange fixé par la relation :

$$\cos 2\alpha = -\cos 2\beta \left( \frac{m_A^2 - m_Z^2}{m_H^2 - m_h^2} \right) \quad (1.35)$$

Le champ  $A^0$  est obtenu en même temps que le boson de Goldstone qui donne son degré de liberté longitudinal au Z, par l'intermédiaire de l'angle de mélange  $\beta$  des parties imaginaires des champs  $H_1^0$  et  $H_2^0$ . L'angle  $\beta$  est simplement défini à l'aide de la relation :

$$\tan(\beta) = \frac{v_2}{v_1} \quad (1.36)$$

A l'ordre le plus bas, seuls deux paramètres sont nécessaires pour décrire le secteur de Higgs du MSSM ; en général on utilise  $M_A$  et  $\tan \beta$ .

### Masses des bosons de Higgs

Les masses des cinq états physiques de Higgs, au premier ordre, sont :

$$m_{H^\pm}^2 = m_{W^\pm}^2 + m_{A^0}^2 \quad (1.37)$$

$$m_{h^0}^2 = \frac{1}{2} \left( m_{A^0}^2 + m_Z^2 - \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta} \right) \quad (1.38)$$

$$m_{H^0}^2 = \frac{1}{2} \left( m_{A^0}^2 + m_Z^2 + \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_{A^0}^2 \cos^2 2\beta} \right) \quad (1.39)$$

La masse du boson  $A^0$  est reliée aux paramètres du potentiel scalaire par la relation :

$$m_{A^0}^2 = \frac{2|B\mu|}{\sin 2\beta} \quad (1.40)$$

En conséquence,  $m_{A^0}$ ,  $m_{H^\pm}$  et  $m_{H^0}$  peuvent prendre *a priori* des valeurs aussi élevées que l'on veut, alors que  $m_{h^0}$  est bornée supérieurement au premier ordre. Quand on fait tendre  $m_{A^0}$  vers l'infini dans les définitions des masses ci-dessus, on obtient la relation suivante :

$$m_{h^0} \leq |\cos 2\beta| m_Z \quad (1.41)$$

On ne s'intéressera par la suite qu'aux seuls bosons neutres  $h^0$  et  $A^0$  et en particulier à la masse du boson de Higgs le plus léger :  $h^0$ .

La relation 1.41 qui prédit un boson de Higgs plus léger que le Z est largement modifiée si l'on prend en compte les corrections radiatives :

$$\begin{aligned} m_{h^0}^2 &\leq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \delta m_{\text{top}}^2 + \delta_{\text{mélange}}^2 \\ m_{h^0}^2 &\leq m_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3\sqrt{2}}{2\pi^2} G_F m_t^4 \ln \left( \frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2} \right) + \frac{3 G_F m_t^4}{2\sqrt{2}\pi^2} X_t^2 \left( 2h(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2) + X_t^2 g(m_{\tilde{t}_1}^2, m_{\tilde{t}_2}^2) \right) \\ X_t &= A_t - \mu \cot \beta \\ h(x, y) &= \frac{1}{x-y} \ln \left( \frac{x}{y} \right), \text{ et } g(x, y) = \frac{1}{(a-b)^2} \left( 2 - \frac{x+y}{x-y} \ln \left( \frac{x}{y} \right) \right) \end{aligned}$$

La première correction, au premier ordre ( $\delta m_{\text{top}}^2$ ), provient des corrections radiatives dominées dans ce cas par les boucles de top et de stop<sup>1</sup>. La correction donnée au premier ordre est proportionnelle à  $m_t^4$  et varie logarithmiquement avec la masse des stops. Il est donc nécessaire de tenir compte de l'ordre supérieur et des corrections QCD, ce qui est généralement fait dans une redéfinition de  $m_t(Q)$ . Les contributions de ces dernières corrections à la masse du boson de Higgs le plus léger sont négatives [20]. La deuxième correction provient du mélange dans le secteur des stops et des sbottoms qui a pour effet une augmentation de l'ordre de 20 % de  $m_{h^0}$ <sup>2</sup>. Il s'agit de termes proportionnels à  $X_t$  qui paramétrise le mélange des stops. Les formules analytiques des calculs les plus complets à une boucle et contenant les termes dominants des ordres supérieurs peuvent être trouvées dans [21][22].

La masse du boson de Higgs scalaire  $h^0$  reste cependant bornée supérieurement. Elle devient indépendante de  $m_{A^0}$  quand celle-ci dépasse environ 200 GeV/ $c^2$ . Les trois autres états de bosons de Higgs ont une masse toujours supérieure à  $m_{A^0}$ . Cela est illustré sur la figure 1.7 sur laquelle est représentée la masse des bosons de Higgs neutres et chargés en fonction de celle du boson  $A^0$  (toutes les corrections radiatives sont incluses).

Nous avons dit que l'effet du mélange des états propres de chiralité des stops  $\tilde{t}_L$  et  $\tilde{t}_R$  joue un rôle important lors de l'estimation de la masse  $m_{h^0}$ . La figure 1.8 représente la masse du boson de Higgs le plus léger en fonction de la variable  $X_t$  paramétrisant le mélange. L'effet de celui-ci est maximal pour  $\frac{X_t}{M_{\text{SUSY}}} \sim 2,44 \sim \sqrt{6}$  et minimal si  $X_t = 0$ . On définit en général trois valeurs caractéristiques du mélange :

- mélange "maximal" :  $A_t = \sqrt{6} M_{\text{SUSY}}, |\mu| \ll M_{\text{SUSY}} \Rightarrow X_t = \sqrt{6} M_{\text{SUSY}}$

<sup>1</sup>ces corrections radiatives sont une conséquence de la brisure de la supersymétrie puisqu'elles sont dues à  $m_t \neq m_{\tilde{t}}$ .

<sup>2</sup>cette augmentation serait nulle si on avait  $m_{\tilde{t}_1} = m_{\tilde{t}_2}$

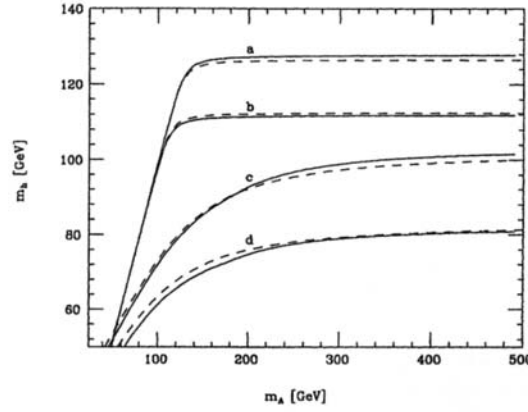


FIG. 1.7 – Evolution de la masse du boson de Higgs scalaire le plus léger ( $h^0$ ) en fonction de celle du boson pseudo-scalaire ( $A^0$ ), pour  $M_{\text{SUSY}} = 1 \text{ TeV}/c^2$  et  $m_t = 175 \text{ GeV}/c^2$ . Quatre scénarios sont utilisés : a :  $\tan\beta = 15$ ,  $X_t = \sqrt{6} M_{\text{SUSY}}$ , valeur correspondant au mélange maximal dans le secteur des stops. b :  $\tan\beta = 15$  et  $X_t = 0$ , valeur correspondant au mélange nul dans le secteur des stops. c :  $\tan\beta = 1,6$  et  $X_t = 2,4 M_S$ . d :  $\tan\beta = 1,6$  et  $X_t = 0$  [21]

	Z et $W^\pm$	$u\bar{u}$ , $c\bar{c}$ et $t\bar{t}$	$d\bar{d}$ , $s\bar{s}$ , $b\bar{b}$ $e^+e^-$ , $\mu^+\mu^-$ et $\tau^+\tau^-$
$h^0$	$\sin(\beta - \alpha)$	$\cos\alpha/\sin\beta$	$-\sin\alpha/\cos\beta$
$H^0$	$\cos(\beta - \alpha)$	$\sin\alpha/\sin\beta$	$\cos\alpha/\cos\beta$
$A^0$	0	$-i\gamma_5 \cot\beta$	$-i\gamma_5 \tan\beta$

TAB. 1.2 – Rapport des couplages entre les bosons de Higgs et les particules du Modèle Standard pour le Modèle Standard et le MSSM

- mélange “typique” :  $A_t = -\mu = M_{\text{SUSY}} \Rightarrow X_t = \begin{cases} 2M_{\text{SUSY}} & \text{si } \tan\beta \text{ est grand} \\ M_{\text{SUSY}} & \text{si } \tan\beta \text{ est petit} \end{cases}$
- mélange “minimal” :  $A_t = 0$ ,  $\mu \ll M_{\text{SUSY}} \Rightarrow X_t \sim 0$

$M_{\text{SUSY}}$  est l’échelle des masses des fermions à basse énergie et est généralement fixée à 1 TeV. La figure 1.9 représente, pour une masse du boson  $A^0$  élevée, l’évolution de  $m_{h^0}$  en fonction  $\tan\beta$  pour un mélange nul ( $X_t = 0$ ) et un mélange maximal ( $X_t = 2,4 \text{ TeV}$ ).

La limite supérieure sur la masse du boson de Higgs le plus léger obtenue en considérant l’ensemble des hypothèses sur les paramètres du modèle MSSM est de  $125 \text{ GeV}/c^2$  pour un mélange maximal des stops, et de  $112 \text{ GeV}/c^2$  si le mélange est nul.

### Couplages des bosons de Higgs

Les couplages entre les différents bosons de Higgs neutres du MSSM et les particules du Modèle Standard peuvent s’obtenir à partir des couplages du Higgs standard, et de facteurs multiplicatifs dépendant des deux angles  $\alpha$  et  $\beta$ . Ces couplages sont représentés dans la table 1.2

Il est possible de faire deux remarques :

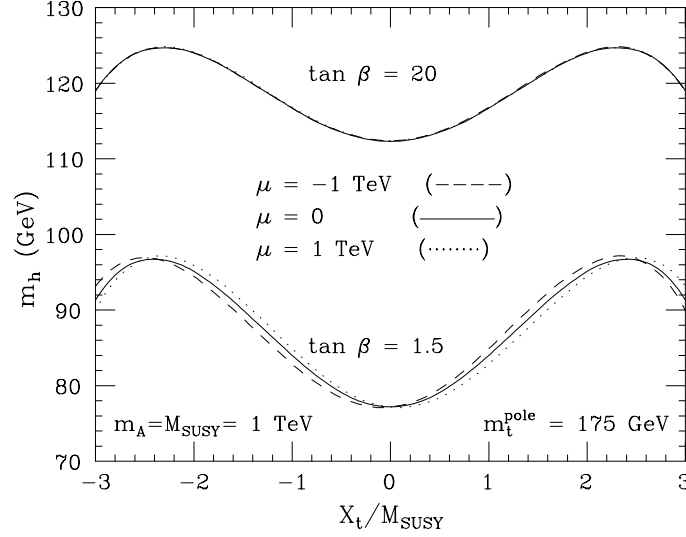


FIG. 1.8 – Evolution de la masse du boson de Higgs scalaire le plus léger en fonction de  $X_t/M_{\text{SUSY}}$  où  $X_t = A_t - \mu \cot \beta$  est le paramètre gouvernant le mélange des états  $\tilde{t}_L$  et  $\tilde{t}_R$  [22].

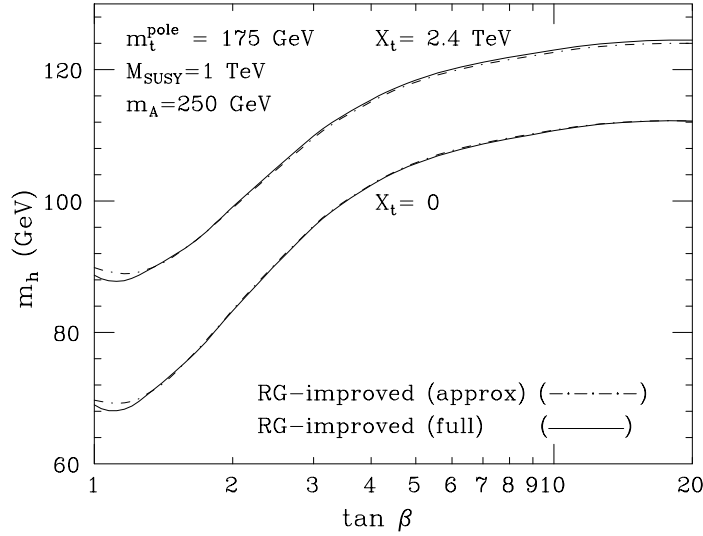


FIG. 1.9 – Evolution de la masse  $m_{h^0}$  en fonction de  $\tan \beta$  dans l'hypothèse où  $m_{A^0}$  est grand. [22]

- Le facteur  $\tan \beta$  qui existe entre les couplages des Higgs neutres scalaires aux fermions de types hauts et ceux de type bas, reflète bien le fait que chacun des deux doublets de Higgs du MSSM est associé à un des deux membres des doublets de  $SU(2)$ .
- Les facteurs  $\sin(\beta - \alpha)$  et  $\cos(\beta - \alpha)$  favorisent ou défavorisent les couplages du  $H^0$  et du  $h^0$  aux  $Z$  et aux  $W^\pm$ , en fonction des positions dans le plan  $(m_{A^0}, \tan \beta)$ .



## 1.4 Recherches du boson de Higgs : du LEP au LHC

Le collisionneur  $e^+e^-$  LEP a permis d'effectuer des recherches directes du boson de Higgs durant la dernière décennie. Le processus dominant était la production associée du Higgs avec un boson Z, appelé aussi "Higgs-Strahlung". Le canal de découverte principal était la désintégration du Higgs en paire  $b\bar{b}$  : le rapport d'embranchement y était favorable, comme nous le constaterons plus tard, et l'environnement du LEP (collisionneur de leptons) ne produisait pas un bruit de fond trop important, contrairement au LHC.

La combinaison des résultats des quatre expériences du LEP<sup>3</sup> a permis de déterminer une limite inférieure à la masse du boson de Higgs standard :  $114,4 \text{ GeV}/c^2$  à 95% de niveau de confiance[23]. Un excès d'événements observé au cours de l'an 2000 pour une masse de Higgs de  $115 \text{ GeV}/c^2$ , pourrait être compatible avec la production de bosons de Higgs standards. Le niveau de confiance définitif  $1 - \text{CL}_b$  représentant la compatibilité avec l'hypothèse "fond seul" est de 0,09, et le niveau de confiance  $\text{CL}_{s+b}$  représentant la compatibilité avec l'hypothèse "signal+fond" est de 0,15 [23]. La fermeture du LEP a mis fin (provisoirement) aux recherches directes du boson de Higgs en Europe, et actuellement le Tevatron est le seul accélérateur en mesure de mettre en évidence l'existence du boson de Higgs.

Le Tevatron est un collisionneur  $p\bar{p}$ , dont l'énergie dans le centre de masse est de 2 TeV. Pour des masses du boson de Higgs inférieures à 135 GeV, les canaux les plus prometteurs proviennent des processus de Higgsstrahlung WH et ZH, où le boson de jauge se désintègre leptoniquement et le boson de Higgs en paire  $b\bar{b}$ . Au dessus de 135 GeV le canal  $H \rightarrow WW^*$  est dominant. La figure 1.10 présente le potentiel de découverte du boson de Higgs au Tevatron, en combinant les prévisions des deux expériences présentes sur le collisionneur, CDF et D0. Le Tevatron est actuellement en cours de prise de données.

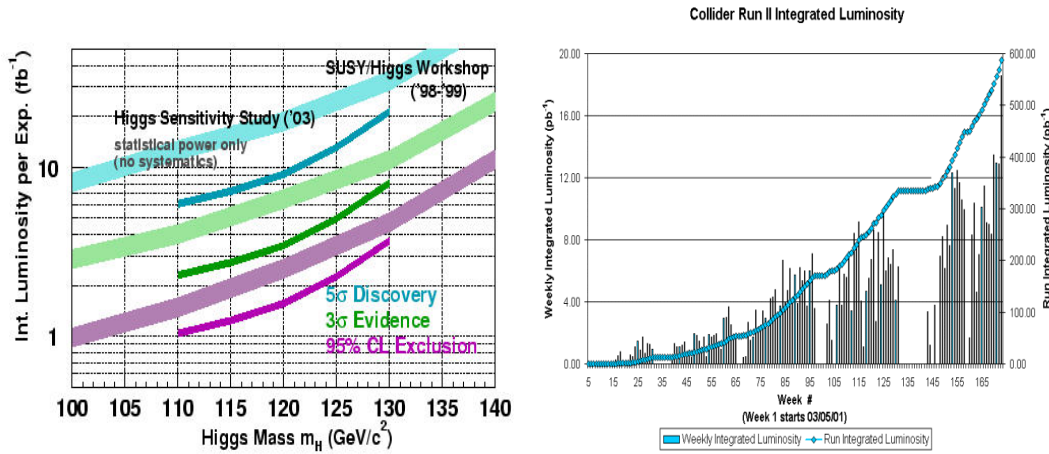


FIG. 1.10 – *A gauche :luminosités intégrées nécessaires pour exclure le boson de Higgs, ou pour établir une observation soit à 3 soit à 5  $\sigma$ . A droite : luminosité intégrée accumulée en juillet 2003 [24]*

L'étape suivante de la quête du boson de Higgs est la construction du LHC, dont les taux de production sont beaucoup plus importants qu'au Tevatron.

<sup>3</sup>Les expériences étaient ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL

## 1.5 La physique du boson de Higgs au LHC

Le LHC, actuellement en construction, est un collisionneur de protons à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. La faisabilité de la recherche de bosons de Higgs au LHC est décrite dans [25]. Les expériences CMS[26] et ATLAS[27] ont évalué leurs potentiels pour les différents canaux accessibles.

### 1.5.1 Le Higgs standard au LHC

#### Mécanismes de production

Contrairement aux machines  $p\bar{p}$ , dans lesquelles deux quarks de valence peuvent inter-agir entre eux, et ainsi contribuer de façon importante à la production d'événements intéressants ( $W^\pm$ ,  $Z$ , Higgs, etc...), la production du Higgs dans une machine proton-proton fait intervenir les quarks et les gluons de la mer.

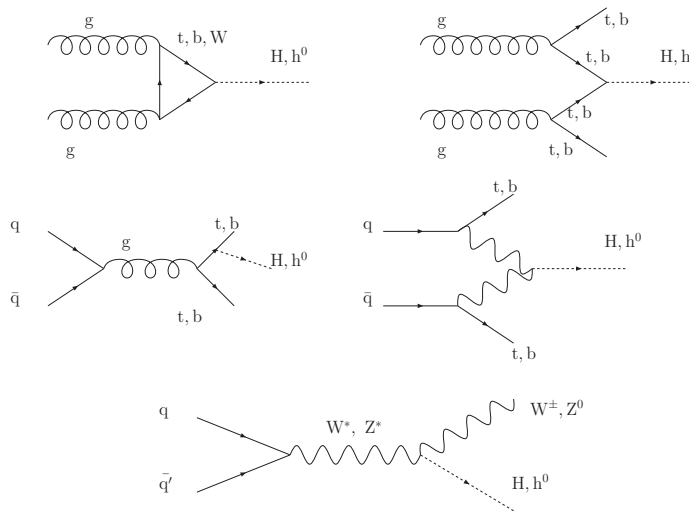


FIG. 1.11 – Diagrammes de production du boson de Higgs au premier ordre

La figure 1.11 présente les diagrammes associés aux principaux modes de production du boson de Higgs au LHC. Le mode dominant est la fusion de deux gluons par l'intermédiaire d'une boucle de quark top.

Le LHC produira une quantité importante de paires de gluons (on dit parfois qu'il sera une "usine à gluons"), avec des masses invariantes élevées [28]. La section efficace attendue pour des paires de gluons atteignant des masses invariantes de 100 GeV/ $c^2$ , et donc en mesure de produire des bosons de Higgs de cette masse, est de l'ordre de  $10^5$  nb. La section efficace est encore de l'ordre du nb à 1 TeV/ $c^2$ . La fusion de gluons représente ainsi le mode de production dominant de bosons de Higgs au LHC, avec une section efficace proche de 500 pb pour  $m_H < 500$  GeV. La fusion de W et de Z, pour des masses du Higgs inférieures à 500 GeV, est plus faible d'un ordre de grandeur par rapport à la fusion de gluons. Ce processus devient compétitif pour les masses élevées, au dessus de 600 GeV. Enfin le cumul des processus restant ( $q\bar{q} \rightarrow HW/HZ$ ,  $gg/q\bar{q} \rightarrow Ht\bar{t}$  et  $gg/q\bar{q} \rightarrow Hb\bar{b}$ ) peut

représenter une source non négligeable de création du boson de Higgs lorsque sa masse est approximativement inférieure à 150 GeV.

La figure 1.12 présente les sections efficaces des différents processus de production du boson de Higgs standard au LHC.

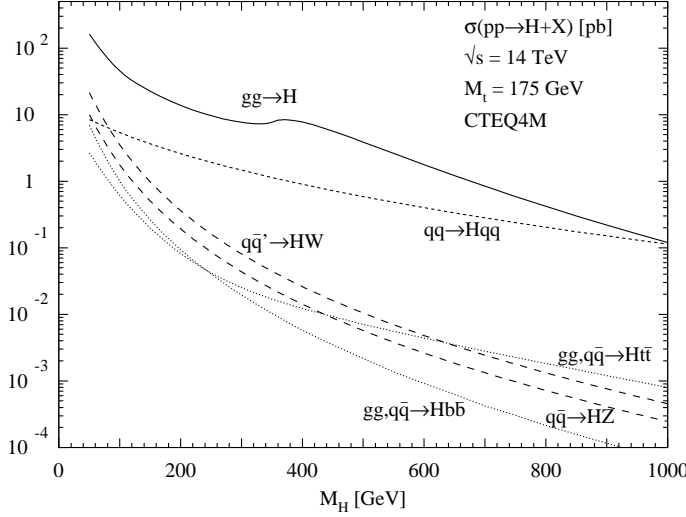


FIG. 1.12 – Sections efficaces de production du boson de Higgs du Modèle Standard au LHC (en pb) [29]

### Modes de désintégration du Higgs

Le domaine de recherche du boson de Higgs est très étendu, de 114,4 GeV/c<sup>2</sup> à 1 TeV/c<sup>2</sup>. La phénoménologie de ses désintégrations est particulièrement riche. Les rapports d'embranchement du boson de Higgs en fonction de sa masse, sont présentés sur la figure 1.13. Les corrections radiatives engendrées par la QCD et les ordres dominants électrofaibles sont incluses.

Trois régions peuvent être définies en fonction de  $m_H$  :

- **Zone  $114\text{GeV} \leq M_H \leq 150\text{ GeV}$  :** dans cette zone de masse, le processus  $H \rightarrow b\bar{b}$  est dominant avec un rapport d'embranchement de l'ordre de 80 – 85%. Les autres modes de désintégration importants sont en  $\tau^+\tau^-$  ( $\sim 7\%$  pour  $M_H \sim 120\text{ GeV}$ ),  $c\bar{c}$  ( $\sim 2\%$ ) et gluon-gluon ( $\sim 7\%$  à 120 GeV). On constate par ailleurs que les rapports d'embranchement des désintégrations en deux photons et en  $Z\gamma$  sont très faibles ( en dessous de 0,3% ) et qu'ils ne peuvent être pris en compte que dans un domaine de masse du Higgs restreint : entre 80 et 150 GeV pour  $H \rightarrow \gamma\gamma$  et entre 120 et 160 GeV pour  $H \rightarrow Z\gamma$ . Ces deux canaux sont pourtant les plus prometteurs car contrairement aux expériences menées au LEP, l'important bruit de fond QCD au LHC rendra très difficile la recherche de la particule de Higgs dans les canaux hadroniques : par exemple le rapport signal sur bruit dans le canal  $H \rightarrow b\bar{b}$  inclusif est inférieur à  $10^{-5}$  [31]; les recherches seront donc plutôt orientées vers des canaux photoniques, leptoniques, ou des modes de production associée à d'autres particules.
- **Zone  $130\text{ GeV} \leq M_H \leq 800\text{ GeV}$  :** Le boson de Higgs peut être facilement identifié par la désintégration suivante (souvent appelée “gold plated channel”) :  $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$ . La signature des quatre leptons dans l'état final peut fournir un signal suffisamment prononcé par rapport au bruit de fond (principalement dû à la création directe de deux bosons Z). Ce signal ne pourra être observé que si les

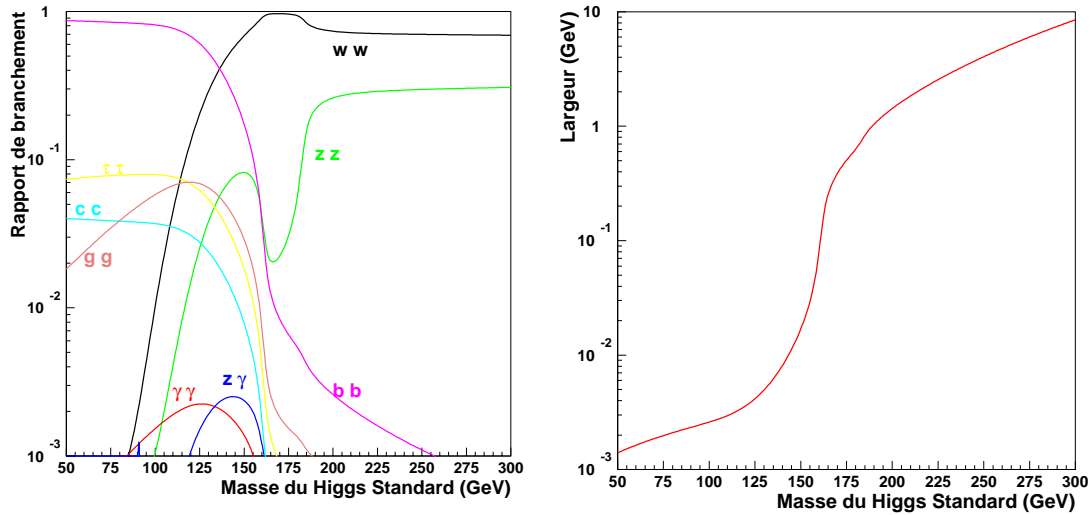


FIG. 1.13 – A gauche : rapports d'embranchement des processus dominants de désintégration en fonction de la masse du boson de Higgs. A droite : largeur du boson de Higgs en fonction de sa masse. Les corrections radiatives de la QCD et de la théorie électrofaible sont incluses [29].

détecteurs permettent d'atteindre une bonne identification des leptons ainsi qu'une mesure précise de l'impulsion de ces particules.

- **Au dessus de 800 GeV** : La mise en évidence du  $H^0$  par le canal précédent devient difficile car la section efficace de production du boson de Higgs devient très faible. A partir de cette énergie la statistique de découverte du  $H^0$  peut être accrue si l'on ne tient pas seulement compte de la désintégration en quatre leptons, mais aussi de la désintégration en deux leptons et deux neutrinos ( $H^0 \rightarrow ZZ \rightarrow l^+ l^- \bar{\nu} \nu$ ). Les neutrinos n'étant pas détectés, seule une mesure de l'énergie manquante avec l'identification des deux leptons permet d'utiliser ce canal. Une autre signature intéressante serait le canal  $H \rightarrow WW^* \rightarrow l \nu jj$ .

La variation de la largeur de désintégration totale est représentée sur la figure 1.13. Pour des masses inférieures à 150 GeV/c<sup>2</sup>, la largeur du Higgs est relativement faible (inférieure à 10 MeV). En revanche, dès que la désintégration en paires de bosons W ou Z devient cinématiquement accessible, la largeur devient importante et augmente rapidement de plusieurs ordres de grandeur. Pour des masses supérieures à 600 GeV, la largeur du Higgs s'étale sur plusieurs centaines de GeV. Le potentiel de découverte de CMS dans la recherche du boson de Higgs du Modèle Standard à basse luminosité est présenté sur la figure 1.14

### 1.5.2 Les Higgs du MSSM au LHC

La phénoménologie des Higgs du MSSM a été décrite pour la première fois par Kunszt et Zwirner [32]. Plus récemment, les sections efficaces, les rapports d'embranchement et les largeurs naturelles des différents Higgs ont été réévalués, en tenant compte des corrections aux ordres supérieurs [33].

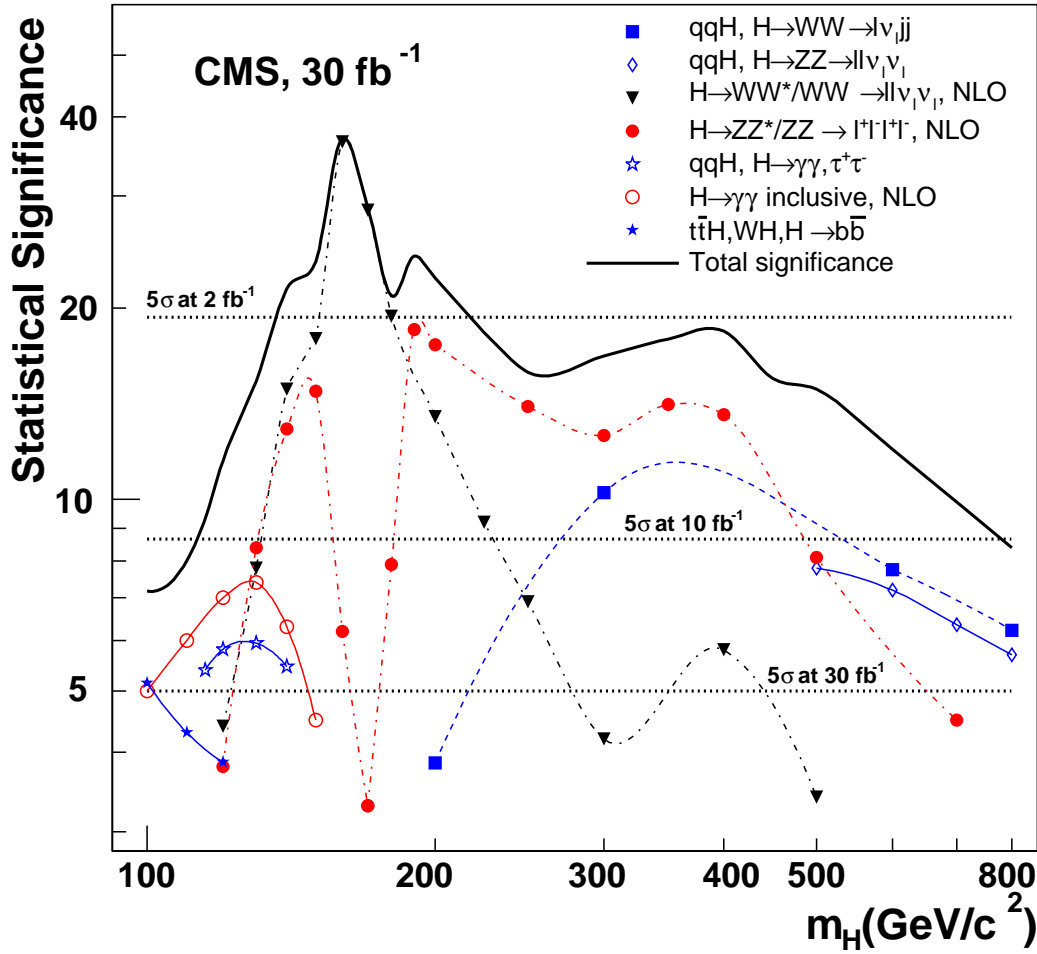


FIG. 1.14 – Potentiel de découverte du boson de Higgs du Modèle Standard avec le détecteur CMS après trois ans de prise de données à basse luminosité [30].

## Production

Les couplages introduits dans le MSSM modifient les sections efficaces de production des différents Higgs par rapport au Higgs standard.

Les processus de production sont exactement les mêmes pour les bosons  $H^0$  et  $h^0$ . Le boson  $A^0$ , pseudo-scalaire, n'est produit que par fusion de gluons et dans les modes associés avec des quarks beaux et tops. Le comportement relatif au Modèle Standard de ces sections efficaces de production est le suivant :

- Pour le  $h^0$ , une augmentation significative de la section efficace dans les modes de production par fusions  $gg$ ,  $WW$  et  $ZZ$  apparaît à des valeurs de  $\tan\beta > 3$  et si  $m_{A^0} < 150 \text{ GeV}/c^2$ . Les modes de production  $t\bar{t}h^0$  et  $W^\pm h^0$  ne sont affectés que si  $\tan\beta > 3$ .
- Pour le  $H^0$  et le  $A^0$ , la production est réduite quand la valeur de  $\tan\beta$  est faible et est fortement accrue pour les grandes valeurs (en particulier, les productions  $b\bar{b}H^0$  et  $b\bar{b}A^0$  sont fortement favorisées).

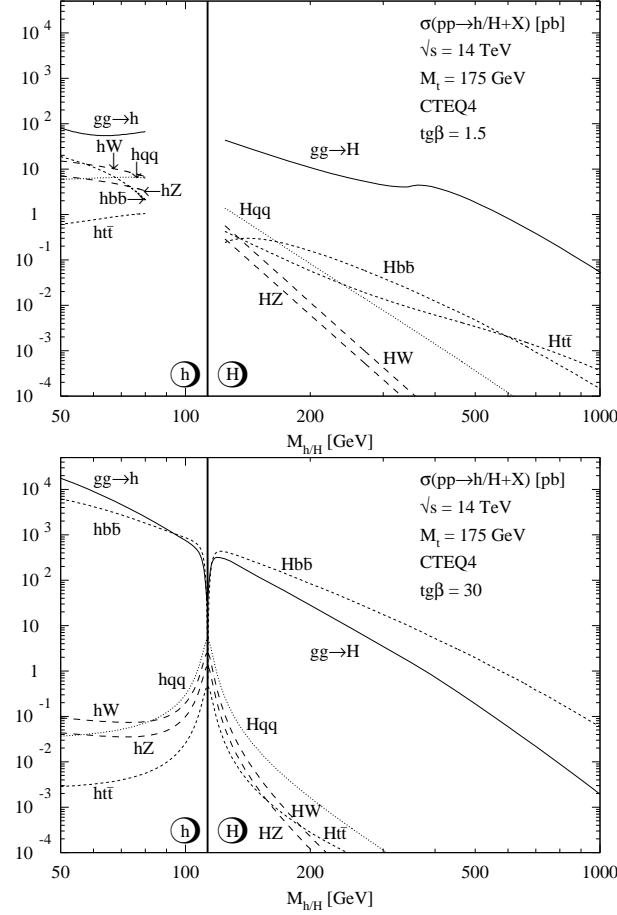


FIG. 1.15 – Sections efficaces de production de bosons de Higgs neutres du MSSM au LHC, pour deux valeurs de  $\tan\beta$  [34].

## Désintégration

Le boson  $h^0$  se désintègre principalement en paires de fermions, car sa masse est limitée à environ 125 GeV. Pour  $\tan\beta > 1$ , les désintégrations en paires  $b\bar{b}$  et  $\tau^+\tau^-$  sont favorisées, avec des rapports d'embranchement de 90 % et 8 %, respectivement. Pour le  $h^0$ , par rapport au Modèle Standard, si  $\tan\beta$  est grand et  $m_{A^0} < 100 \text{ GeV}/c^2$ , il y a un renforcement des couplages aux fermions bas des doublets de SU(2) et une diminution des couplages aux fermions hauts et bosons  $W^\pm$  et Z.

## Effets des boucles de stops légers

Nous avons vu que les effets du mélange des états propres de chiralité des stops  $\tilde{t}_L$  et  $\tilde{t}_R$  jouaient un rôle important lors de l'estimation de la masse du  $h^0$ . Il a été montré dans [36], [37] que le taux de production d'événements  $gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$  pouvait être fortement réduit en cas de mélange fort dans le secteur des stops, si  $m_{\tilde{t}_1} < 200 \text{ GeV}$ . Cela est dû à des interférences destructrices entre les  $\tilde{t}_1$  et les tops dans les boucles à l'origine de la production du Higgs. Le couplage  $h\gamma\gamma$  est aussi affecté par cet effet, mais la contribution des  $W^\pm$  est la plus importante dans ce cas, et les boucles de W interfèrent destructivement avec les boucles de tops. L'effet d'interférences destructrices engendrées par les tops est alors réduit, et la largeur partielle de désintégration est augmentée. Finalement, les

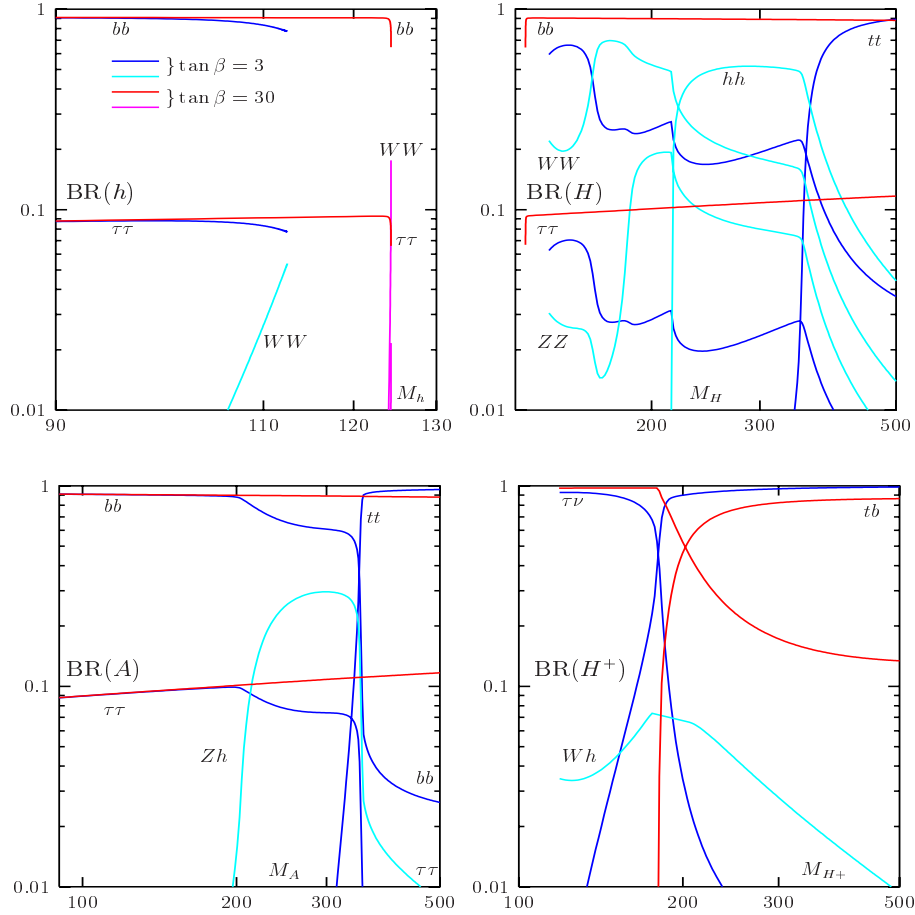


FIG. 1.16 – *Rapports d'embranchements des bosons de Higgs du MSSM en fonction de leur masse [35]*

deux contributions (diminution de la section efficace de production, augmentation de la largeur en deux photons) conduisent à une réduction globale de l'attrait du processus  $gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$ . D'après [38], pour une masse de  $m_{\tilde{t}_1}$  de 200 GeV, la suppression est si forte que le processus  $gg \rightarrow \gamma\gamma$  est inutilisable pour une découverte si  $m_A$  est inférieur à 500 GeV.

La fusion de gluons, fortement affectée dans ce cas, est le processus principal de production de Higgs au LHC avec 70% de la section efficace totale. Toutefois, la production associée de bosons de Higgs légers, en association avec des paires  $t\bar{t}$  ou des bosons de jauge est particulièrement intéressante. Bien qu'elle ne représente que 6% de la section efficace totale, elle conduit à un rapport signal sur bruit plus avantageux : un lepton dur est demandé, ce qui réduit considérablement le bruit de fond. D'autre part ce canal, grâce au lepton chargé, permet d'identifier aisément le vertex de production du boson de Higgs pendant les phases de haute luminosité. Les corrections SUSY supprimant la production par fusion de gluons n'ont pas d'effet sur la production associée, qui ne fait pas intervenir de boucle dans ses processus, et le nombre d'événements attendus dans ce canal a même tendance à augmenter avec le rapport d'embranchement du Higgs en deux photons. L'étude de ces processus fait l'objet de cette thèse.

# Bibliographie

- [1] S. Glashow, *Nucl. Phys.* **22** 569 (1961).
- [2] A. Salam et J.C Ward, *Phys. Rev. Lett.* **13** 168 (1964)  
A.Salam dans *Elementary Particle Theory*, Ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksell, 1968)
- [3] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967).
- [4] P.W. Higgs, *Phys Rev. Lett.* **12** 132 (1964); *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964); *Phys. Rev.* **145** 1156 (1966)
- [5] T. Kibble, *Phys. Rev.* **155** 1554 (1967).  
F.Englert et R.Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964).
- [6] S.Glashow, I.Iliopoulos et L. Maiani, *Phys. Rev.* **D 2** 1285 (1970).
- [7] F.J. Hasert et al., expérience Gargamelle, *Phys. Lett. B* **46** 138 (1973).
- [8] G.Arnison et al., expérience UA1, *Phys Lett. B* **122** 103 (1983); *Phys Lett. B* **129** 389 (1983).  
M.Banner et al., expérience UA2, *Phys. Lett. B* **122** 476 (1983); *Phys. Lett. B* **129** 130 (1983).
- [9] K. Riesselmann, *Limitations of a Standard Model Higgs Boson*, hep-ph/9711456 (1997).
- [10] Les expériences Aleph, Delphi, L3, Opal et le groupe de travail de LEP sur la physique électrofaible, présentation à Moriond 2004.
- [11] A. Blondel, présentation à l'ICHEP 96, Varsovie, 1996.
- [12] R. Zitoun, présentation à Moriond 2003, Les Arcs 1800, 2003.
- [13] D.E. Groom et al., *The European Physical Journal*, **C 15** (2000).
- [14] LEP ElectroWeak Working Group, page web :  
<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [15] Y. Fukuda et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 2644 (1999)
- [16] T. Toshito, Expérience Super-Kamiokande, *Super-Kamiokande atmospheric neutrino results*, hep-ex/0105023 (2001)
- [17] P. Langacker, éditeur de *Precision Tests of the Standard EW Model* (World Scientific, 1995)
- [18] M.Veltman, *Phys. Rev. Lett.* **34** 777 (1975)
- [19] J. L. Lopez, *Supersymmetry : From the Fermi Scale to the Planck Scale*, hep-ph/9601208.
- [20] R. Hempfling, A.H. Hoang, *Phys. Lett. B* **331**, 99 (1994)
- [21] M. Carena, J.R. Espinosa, M. Quiros, C.E.M. Wagner, *Phys. Lett. B* **335**, 209 (1995)
- [22] H.E. Haber, R.Hempfling, A.H.Hoan, *Z. Phys. C* **75**, 539 (1997)



- 
- [23] Lep Higgs Working Group, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, CERN-EP-2003-011, soumis à *Phys. Lett. B* (2003).
  - [24] Fermilab, *Tevatron luminosity*, <http://www.fnal.gov/pub/now/tevlum.html>.
  - [25] G. Jarlskog et D.Rein, éditeurs de *Aachen Large Hadron Collider Workshop*, CERN 90-10 (1990)
  - [26] CMS, *Technical Proposal*, CERN-LHCC 94-38 (décembre 1994),  
CMS, *Physics Technical Design Report*, en préparation.
  - [27] ATLAS, *Technical Proposal*, CERN-LHCC 94-43 (décembre 1994),  
ATLAS, *Detector and Physics Performance TDR*, CERN-LHCC 99-15 (mai 1999)
  - [28] S. Dawson, *Introduction to the Physics of Higgs bosons*, BNL-61012 (1994).
  - [29] M. Spira, *QCD effects in Higgs Physics*, hep-ph 9705337.
  - [30] S.Abdullin et. al., *Summary of the CMS potential for the Higgs boson discovery*, CMS-NOTE 2003/033 (2003).
  - [31] F.Gianotti, *Physics at LHC*, CERN Summer Student Lecture Programme, 2000.
  - [32] Z. Kunszt et F.Zwirner, *Nucl. Phys. B* **385** 3 (1992).
  - [33] R.Harlander, *Supersymmetric Higgs production at the Large Hadron Collider*, hep-ph/0311005 (2003).
  - [34] M. Spira, *MSSM Higgs bosons production at LHC*, hep-ph/9711407.
  - [35] A. Djouadi, *The Higgs particles in MSSM*, Cours donné à l'école de Gif 2001.
  - [36] A. Djouadi, *Phys. Lett. B* **435** 101 (1998).
  - [37] A. Djouadi et. al., *The coupling of the lightest SUSY Higgs on two photons in the decoupling regime*, *Eur. Phys J C* **1**, 149-162 (1998).
  - [38] R. Kinnunen, S. Lehti, A. Nikitenko, S.Rantala, *Effects of large mixing and light stop for  $h \rightarrow \gamma\gamma$  in MSSM*, CMS-NOTE 2000/043 (2000).

# Chapitre 2

## L'accélérateur LHC et le détecteur CMS

Le collisionneur LHC et l'expérience CMS sont décrits dans ce chapitre. Chaque sous-détecteur est passé brièvement en revue. Le calorimètre électromagnétique fera l'objet d'un chapitre indépendant.

### 2.1 Le Large Hadron Collider (LHC)

Le LHC [1] est un collisionneur proton-proton actuellement en construction dans le tunnel de 27 km qui a abrité le LEP (Large Electron Positron collider, collisionneur  $e^+e^-$ ) jusqu'en décembre 2000. Le but de ce projet est de fournir aux physiciens un outil capable de produire un milliard d'interactions par seconde avec des énergies jamais atteintes auparavant.

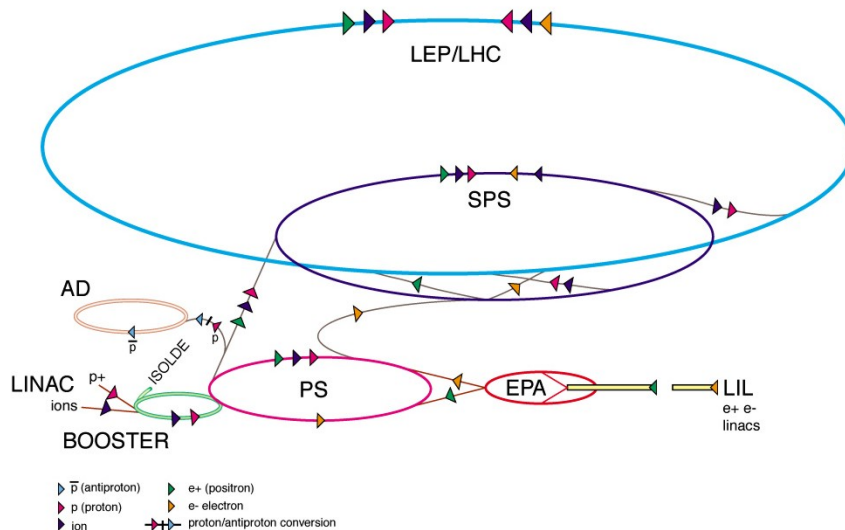


FIG. 2.1 – Réseau d'accélérateurs servant à l'injection des protons dans le LHC

Chaque faisceau aura une énergie de 7 TeV. L'utilisation de protons en remplacement des électrons du LEP est essentiellement motivée par le fait que dans un anneau, les

électrons dont l'impulsion est de l'ordre de 100 GeV/c perdent une trop grande quantité d'énergie par rayonnement synchrotron.

Le système d'accélération du LHC utilisera les anciens dispositifs existants au CERN comme système de pré-accélération (figure 2.1). Les protons sont créés à partir d'hydrogène, puis injectés dans un accélérateur linéaire, le LINAC, pour atteindre une énergie de 50 MeV. Il sont ensuite dirigés vers le Booster, qui les accélère jusqu'à 1,4 GeV, puis successivement dans les deux synchrotrons à protons PS et SPS où ils atteignent respectivement 25 GeV et 450 GeV, avant leur injection dans le LHC, où ils parcourront plusieurs millions de kilomètres dans le tunnel avant d'atteindre leur énergie nominale de 7 TeV. Les caractéristiques des faisceaux sont résumées dans le tableau 2.1.

Caractéristiques	Valeur
Energie par faisceau	7,0 TeV
$\mathcal{L}$	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Temps séparant deux collisions	24,95 ns
Nombre de particules par paquet	$1,1 \times 10^{11}$
Nombre de paquets	2808
Champ des dipôles	8,3 T
Energie stockée	334 MJ
Energie perdue à chaque tour	6,9 keV/proton
Puissance totale rayonnée	3,7 kW
Etalement du point de collision (RMS)	7,5 cm
Durée de vie du faisceau	22 heures
Durée de vie de la luminosité	10 heures
<b>Nombre d'interactions par collision</b>	<b>24</b>

TAB. 2.1 – *Quelques valeurs importantes du collisionneur LHC*

Un paramètre important permettant de caractériser la performance d'un collisionneur est la luminosité  $\mathcal{L}$ , une quantité entièrement déterminée par les propriétés des faisceaux entrant en collision. Avec un faible angle de croisement des faisceaux, et des paquets de protons de forme gaussienne, la luminosité du LHC est exprimée comme [2]

$$\mathcal{L} = F \frac{v n_b N_1 N_2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.1)$$

où  $v$  est la fréquence de révolution des  $n_b$  paquets,  $F = 0,9$  est un facteur de correction dû à l'angle non nul de croisement des faisceaux,  $N_1$  et  $N_2$  le nombre de protons dans les deux paquets entrant en collision,  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  sont les profils du faisceau dans les directions horizontale et verticale au point de collision. Un scénario réaliste prévoit une première

période de trois ans “à basse luminosité”, avec  $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , après laquelle la luminosité sera portée progressivement à la valeur de “haute luminosité”,  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour les collisions pp. Pour atteindre des valeurs aussi importantes, les deux faisceaux contiendront 2808 paquets de  $1,1 \times 10^{11}$  protons chacun, et entreront en collision toutes les 25 ns. Pour les collisions Pb-Pb la luminosité nominale est de l’ordre de  $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Cette performance est aussi due à la très forte collimation des faisceaux, avec un étalement prévu  $\sigma_x \sim \sigma_y \sim 15 \mu\text{m}$  dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau.

Le nombre d’interactions  $N_i$  correspondant au processus “i” de section efficace  $\sigma_i$  peut être écrit comme :

$$N_i = \sigma_i \int \mathcal{L} dt \quad (2.2)$$

où l’intégration s’effectue sur la durée de fonctionnement de la machine à la luminosité  $\mathcal{L}$ . L’expression  $\int \mathcal{L} dt$  représente la *luminosité intégrée* et est mesurée en *barns inverses* ( $\text{b}^{-1}$ ), avec  $1\text{b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ . Une luminosité intégrée de  $20 \text{ fb}^{-1}$  par année au long des trois ans de basse luminosité, pour un total de  $60 \text{ fb}^{-1}$ , devrait être atteinte. La seconde phase, d’au moins cinq ans de haute luminosité, délivrera  $500 \text{ fb}^{-1}$  de données.

Le temps de vie des faisceaux est estimé à 22 heures quand trois régions d’interaction (points de croisement des faisceaux) sont actives. Les principaux processus pouvant diminuer l’intensité du faisceau sont les suivants :

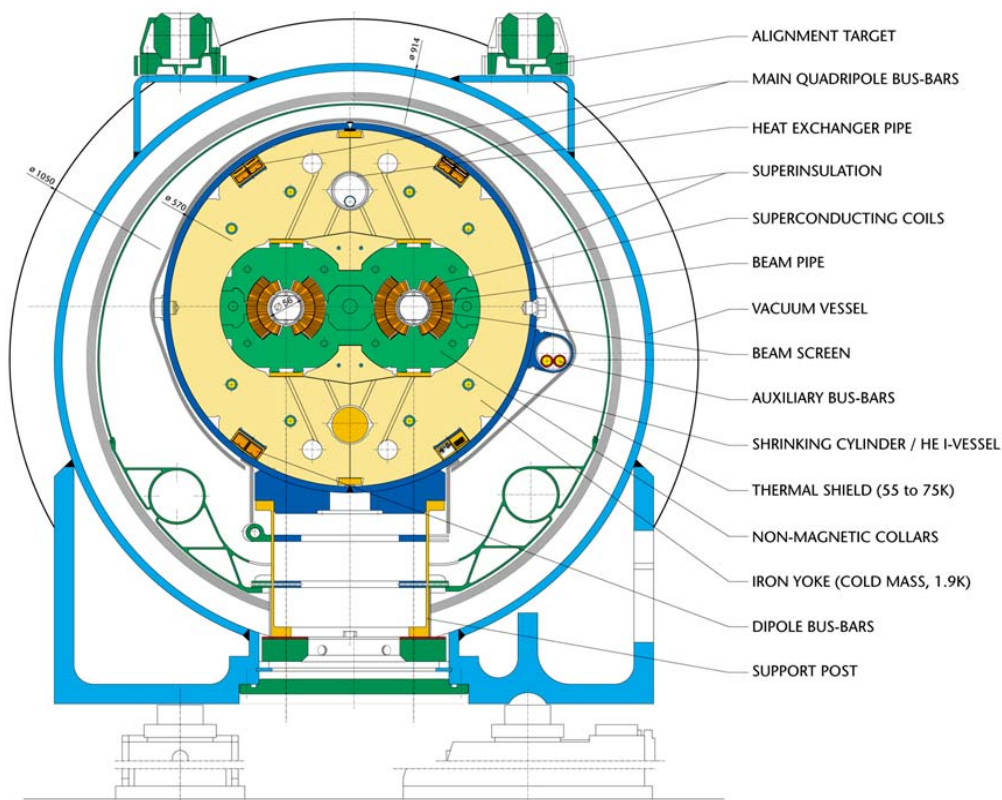
- La perte des particules durant les collisions à chaque croisement.
- Les pertes dues aux interactions faisceau-faisceau : les particules de l’un des faisceaux sont soumises à des champs non-linéaires créés par les particules du faisceau opposé. Ces champs tendent à extraire les protons hors du faisceau.
- Les diffusions des particules du faisceau sur le gaz résiduel. Malgré le vide très poussé régnant à l’intérieur de la chambre à vide ( $\sim 2.10^{-9}$  Torr), la quantité de gaz résiduel est suffisante pour interagir avec les faisceaux de protons. De plus, le rayonnement synchrotron des protons induit un réchauffement, qui provoque la libération de gaz adsorbés dans les matériaux dont sont constituées les parois du tunnel.
- L’évolution de la taille transverse du faisceau due aux diffusions dans le faisceau lui-même. Cette dernière est supposé être parfaitement compensé par la perte d’énergie due au rayonnement synchrotron.
- Un facteur préoccupant est la formation de nuages d’électrons. Des électrons peuvent en effet être produits à l’intérieur du tube de faisceau, par ionisation du gaz résiduel, ou par l’effet photoélectrique lié au rayonnement de photons du faisceau. Ces électrons sont ensuite accélérés par les protons du faisceau jusqu’à des énergies de l’ordre de 200 eV, et traversent le tube en environ 5 ns. Des électrons secondaires, dont les énergies sont inférieures à 10 eV, sont alors émis, et subsistent jusqu’au passage du paquet de protons suivant. Si ceux-ci se trouvent proches de l’axe du faisceau, ils peuvent alors être piégés par le potentiel des paquets de protons suivants, osciller plusieurs fois transversalement pendant le passage d’un paquet, et finalement frapper la paroi du tube de faisceau avec des énergies de plusieurs keV. Le nuage d’électrons est alors amplifié à chaque passage d’un paquet de protons, et atteint une valeur de saturation déterminée par la répulsion des charges d’espace. Cet effet a des implications sur la quantité de chaleur que reçoit l’écran thermique protégeant le système cryogénique de l’accélérateur, mais aussi sur la stabilité et la focalisation du faisceau.

Le remplissage de l’accélérateur se fait en sept minutes, mais l’arrêt du LHC entre chaque “run” est d’environ deux heures : il est nécessaire de réduire le champ magnétique

lors de la première injection pour recevoir les protons provenant du SPS avec une énergie de 450 GeV, pour les accélérer ensuite jusqu'à leur énergie nominale.

L'installation du LHC dans le tunnel du LEP nécessitera l'utilisation d'aimants de courbure fournissant une induction magnétique de 8,3 Teslas. Un tel champ sera obtenu en utilisant un alliage supraconducteur composé de niobium et de titane travaillant dans de l'hélium superfluide sous pression, à une température inférieure à 2 K. Pour des raisons de coût et d'espace disponible, la géométrie des éléments magnétiques a été orientée vers une structure "deux en un" : les deux tubes contenant les faisceaux de protons, où les champs magnétiques seront opposés, sont incorporés dans une seule structure et un seul cryostat [1]. La figure 2.2 présente une vue en coupe d'une cavité dipolaire du LHC. 1232 dipôles seront installés dans le tunnel, ainsi que 392 quadripôles qui serviront à focaliser le faisceau.

## LHC DIPOLE : STANDARD CROSS-SECTION



CERN AC/DI/MM - HE107 - 30 04 1999

FIG. 2.2 – Vue en coupe d'une cavité dipolaire du LHC.

Quatre expériences seront placées sur le collisionneur, dans des cavernes présentées sur la figure 2.3 :

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [6] : Le LHC permettra d'accélérer des ions lourds (Pb), pour atteindre une énergie de 5,5 TeV par nucléon lors des collisions. La densité d'énergie obtenue permettrait d'observer la transition de phase de la matière nucléaire vers un plasma de quarks-gluons. L'étude de ce nouvel état de la matière doit permettre de mieux comprendre l'interaction forte et le mécanisme de confinement des quarks.

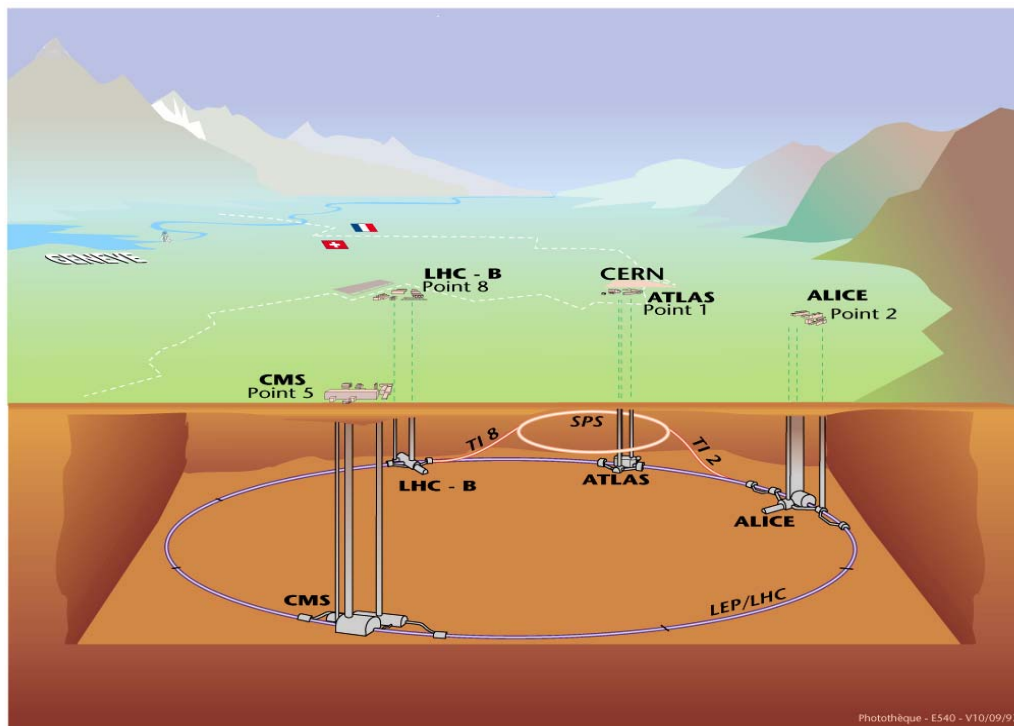


FIG. 2.3 – Vue du LHC ainsi que des expériences s’y situant.

- LHC-B [5], dédiée à la physique du B, à la mesure des paramètres de la matrice CKM, et à l’étude de la violation de CP.
- CMS (Compact Muon Solenoid)[3] et ATLAS (A Toroïdal Lhc ApparatuS)[4], dites généralistes, conçues pour couvrir un large éventail d’études physiques, en particulier la recherche du boson de Higgs et les phénomènes au-delà du Modèle Standard.

### 2.1.1 Phénoménologie des collisions de protons

Contrairement aux leptons, les protons ne sont pas des particules élémentaires, mais sont composés de partons : trois quarks de valence (uud), et une “mer” de quarks et de gluons produite principalement par la radiation de gluons des quarks de valence, suivie de désintégrations de gluons  $g \rightarrow q\bar{q}$ . Quand l’énergie de collision des protons est très supérieure à leur masse<sup>4</sup>, l’interaction fait entrer en jeu deux des partons les constituant. La figure 2.4 présente l’interaction de deux hadrons  $A$  et  $B$ , qui se joue entre les partons  $a$  et  $b$ , et laisse spectateurs les partons restants.

Les interactions inélastiques appartiennent à deux catégories :

- Les collisions à grande distance, lors desquelles seule une faible partie de l’impulsion est transférée. Ce sont des collisions “molles”, produisant des particules de grande impulsion longitudinale et de faible impulsion transverse (de l’ordre de 500 MeV/c). La plupart des particules produites sont émises le long du tube de faisceau et échappent à la détection. Ce type d’événement est souvent appelé *biais minimum* et représente la majorité des collisions proton-proton.

<sup>4</sup> $m_p = 938,272 \text{ MeV}/c^2$ .

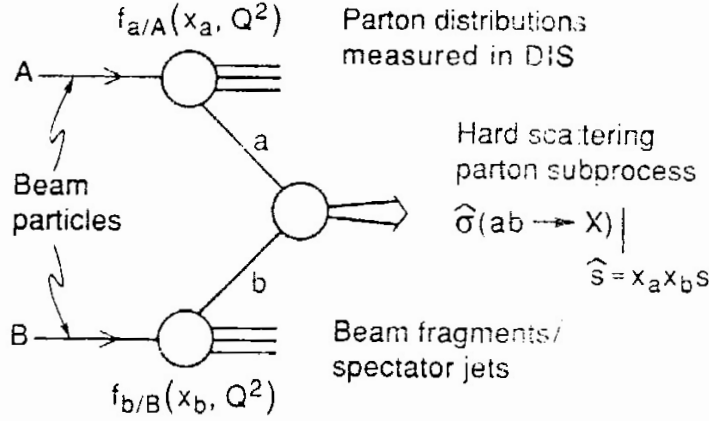


FIG. 2.4 – Représentation schématique d'une collision de hadrons.

- Les collisions à faible distance, pour lesquelles un faisceau mono-énergétique de protons peut être vu comme un faisceau de partons (quarks, gluons) avec une grande gamme d'énergies possibles. Occasionnellement, des collisions de plein fouet peuvent avoir lieu, avec de faibles distances entre le parton  $a$  du premier faisceau et le parton  $b$  du second. Dans cette interaction "dure", avec un grand transfert d'impulsion, des particules massives de grande impulsion transverse peuvent être créées, suivant un angle élevé par rapport à la ligne de faisceau. Ce sont les événements de physique intéressants, mais ils sont malheureusement rares. Par exemple, la section efficace de production inclusive de  $W$  (ou de  $Z$ ) est de 140 nb (43 nb) [7], et si l'on considère la section efficace totale de collision p-p à 14 TeV (55 mb), on se rend compte que cette production n'apparaît qu'une fois tous les deux millions (8 millions) d'interactions p-p.

Un autre aspect important des collisions de hadrons est l'impossibilité de définir *a priori* l'énergie dans le centre de masse de l'interaction. Comme le montre la figure 2.4, seule une fraction  $0 < x_a(x_b) < 1$  de l'impulsion du faisceau A (B) est transférée au parton entrant en interaction. En général ces fractions  $x_a$  et  $x_b$  sont différentes et ceci mène à deux importantes conséquences : l'énergie disponible pour chaque interaction du système des deux partons  $\sqrt{\hat{s}} = \sqrt{x_a x_b s}$  varie d'événement en événement et donne la possibilité d'explorer une grande bande d'énergie sans faire varier l'impulsion des protons du faisceau ; d'autre part, le centre de masse effectif reçoit un *boost* le long de la direction du faisceau, ce qui implique que les grandeurs invariantes sous l'effet des boosts sont préférées pour décrire la dynamique des interactions. Les contraintes sur l'état initial, utilisées par exemple au LEP, ne sont plus utilisables, du moins en ce qui concerne les contraintes longitudinales.

La section efficace totale pour une interaction dure peut être écrite comme suit :

$$\sigma = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a(x_a, Q^2) f_b(x_b, Q^2) \hat{\sigma}(x_a, x_b) \quad (2.3)$$

où la somme porte sur tous les partons  $a$  et  $b$  des deux protons,  $f_a(x_a, Q^2)$  ( $f_b(x_b, Q^2)$ ) est la probabilité de trouver un parton transportant une fraction  $x_a$  ( $x_b$ ) de l'impulsion du proton avec un quadri-vecteur  $Q^2$  échangé au cours de l'interaction et  $\hat{\sigma}$  est la section efficace de l'interaction entre les partons  $a$  et  $b$ .

Comme dit précédemment, la dynamique décrite au dessus n'a pas un centre de masse privé de mouvement dans le référentiel du LHC, mais il y a en moyenne un boost suivant les directions des deux faisceaux. Pour cette raison des quantités invariantes sous les boosts doivent être définies pour caractériser l'événement. Les plus importantes sont l'impulsion transverse  $p_T$ , définie comme la projection du vecteur  $\vec{p}$  sur un plan perpendiculaire à la ligne de faisceau, et la rapidité

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} = \tanh^{-1} \left( \frac{p_z}{E} \right) \quad (2.4)$$

avec  $E$  l'énergie et  $p_z$  la projection de l'impulsion de la particule sur l'axe du faisceau. Sous un boost dans la direction  $z$  avec une vitesse  $\beta$ ,  $y \rightarrow y - \tanh^{-1} \beta$ . La transformation consiste donc simplement en l'ajout d'une valeur constante. La différence de rapidités est donc elle aussi constante et la distribution de rapidité  $\frac{dN}{dy}$  est invariante. Dans l'approximation ultra-relativiste,  $\frac{m}{|p|} \ll 1$ , la rapidité peut être développée pour obtenir

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{1 + \cos\theta + \frac{1}{2} \left( \frac{m}{p} \right)^2 + o\left( \left( \frac{m}{p} \right)^2 \right)}{1 - \cos\theta + \frac{1}{2} \left( \frac{m}{p} \right)^2 + o\left( \left( \frac{m}{p} \right)^2 \right)} \right] \simeq -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \equiv \eta \quad (2.5)$$

avec  $\cos\theta = \frac{p_z}{p}$ .  $\eta$  représente la pseudorapidité des particules, et sera la grandeur utilisée pour indiquer l'inclinaison des trajectoires des particules par rapport à l'axe du faisceau.

La section efficace différentielle invariante peut alors s'écrire :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3\vec{p}} \Rightarrow \frac{d^2\sigma}{\pi dy d(p_T^2)} \simeq \frac{d^2\sigma}{\pi d\eta d(p_T^2)} \quad (2.6)$$

en utilisant  $\frac{dy}{dp_z} = \frac{1}{E}$  et en intégrant sur l'angle azimutal  $\phi \in [0, 2\pi]$ .

### 2.1.2 Contraintes sur les détecteurs

Le taux d'événements  $R_i$  est défini comme le nombre d'événements par unité de temps se produisant avec une section efficace  $\sigma_i$ . Il est égal à :

$$\frac{dN_i}{dt} = R_i = \sigma_i \cdot \mathcal{L} \quad (2.7)$$

La relation 2.7 indique qu'il est possible d'avoir la plus grande statistique sur un processus donné en jouant sur deux paramètres : on peut agir sur la luminosité ou sur l'énergie de collision qui accroît la section efficace. La figure 2.5 présente les sections efficaces de différents processus prochainement étudiés au LHC, en fonction de l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  de la collision proton-proton. L'indication donnée par cette figure est qu'il est intéressant d'obtenir une énergie de collision élevée, la section efficace de production du boson de Higgs augmentant rapidement avec  $\sqrt{s}$  et la section efficace totale de diffusion inélastique pp restant quasiment constante. Cette dernière est estimée à 55 mb pour  $\sqrt{s} = 14$  TeV, et le nombre total d'interactions pp inélastiques  $\mathcal{N}_{int}$  pour chaque croisement de faisceau est estimé à partir de l'équation 2.8 :

$$\mathcal{N}_{int} = \frac{R}{v(1-e)} = \frac{\sigma_{int}^{pp} \cdot \mathcal{L}}{v(1-e)} \quad (2.8)$$



où  $v = 40$  MHz est la fréquence de collision des faisceaux, et  $e=20\%$  est la fraction de paquets vides se croisant. Il résulte de l'équation 2.8 qu'une moyenne de 17,2 (3,4) interactions inélastiques auront lieu à chaque croisement de faisceau pendant la phase de haute (basse) luminosité.

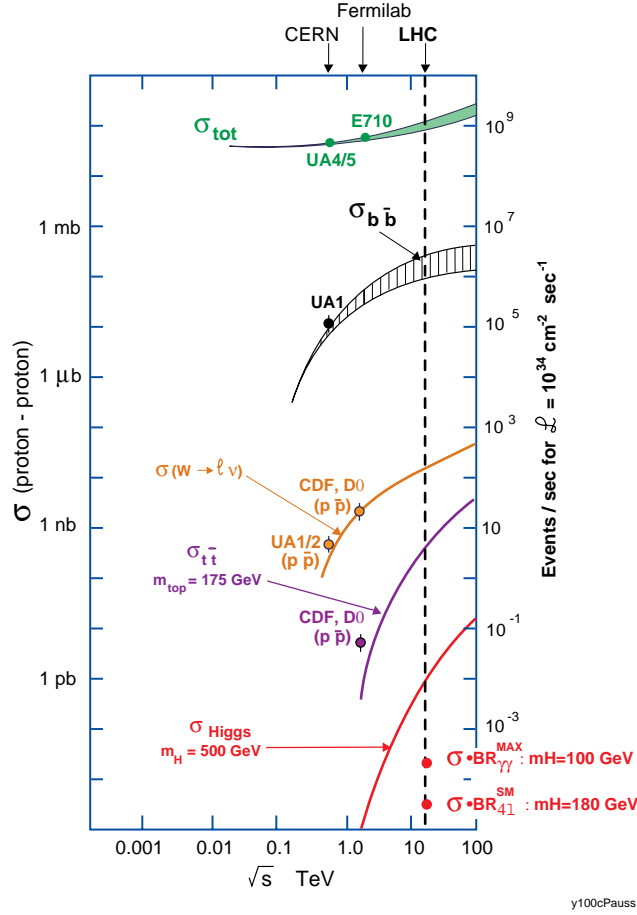


FIG. 2.5 – Sections efficaces caractéristiques des collisionneurs hadroniques [8].

Le LHC représentera ainsi un milieu particulièrement hostile en termes de radiations : chaque collision “molle” causera en moyenne sept particules chargées dans la région centrale de pseudorapidité avec une impulsion transverse moyenne de 0,5 GeV/c et 8,3 photons primaires par unité de  $\eta$ . La distribution de particules chargées provenant des événements de biais minimum est quasiment plate dans la région  $-6 < \eta < 6$ , comme le montre la figure 2.6. La conséquence de cet environnement dense en particules est l'existence de fortes contraintes pour les détecteurs. Ceux-ci devront avoir une segmentation suffisamment fine pour diminuer la sensibilité aux événements de biais minimum, parasitant les événements de signal, et un système de déclenchement efficace pour sélectionner les événements intéressants [9]. D'après l'équation 2.8, une manière de diminuer le nombre d'événements de biais minimum par croisement de faisceaux tout en gardant la luminosité  $\mathcal{L}$  constante est d'augmenter la fréquence de collision, tout en réduisant le nombre de particules par paquet. Les détecteurs devront alors avoir des temps de réponse extrêmement courts pour séparer les signaux provenant de croisements successifs.

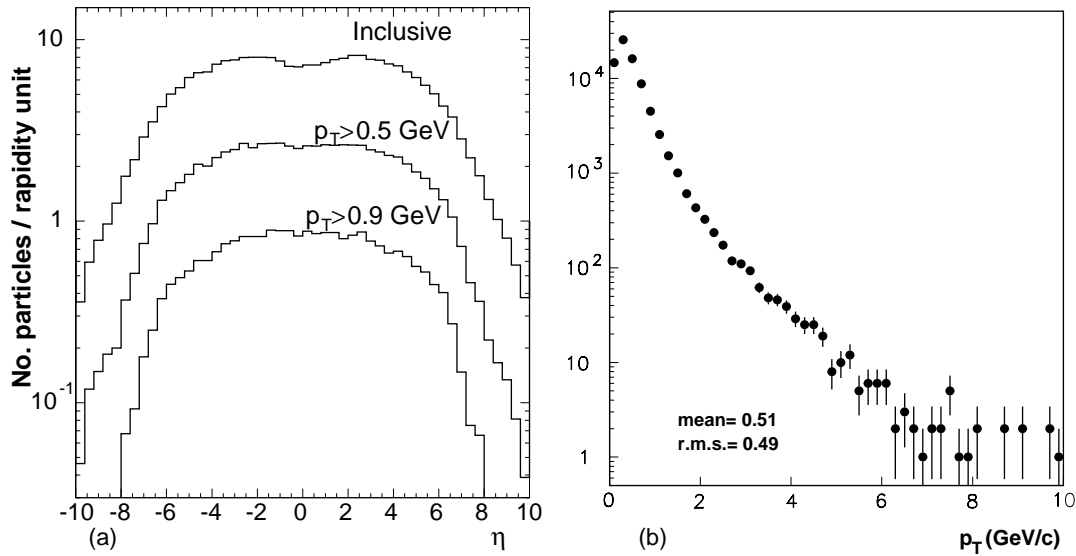


FIG. 2.6 – Distributions en  $\eta$  et  $p_T$  des particules chargées produites dans les événements de biais minimum.

## 2.2 Le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid)

L'expérience CMS a été présentée pour la première fois en 1990 au LHC Workshop à Aachen [10]. En Octobre 1992, une lettre d'intention, signée par 443 membres de 62 instituts a été soumise au comité LHC [11]. Les principales caractéristiques y ont été fixées :

- Un solénoïde de grand rayon pouvant contenir les calorimètres et délivrant un champ magnétique intense (4T),
- Un très bon système de détection des muons,
- Un calorimètre aussi performant que possible,
- Un trajectomètre central de haute qualité.

En novembre 2003, la collaboration CMS comptait 2008 membres de 160 laboratoires.

Le détecteur sera installé dans le puits numéro 5 du LHC, à une profondeur de 50 mètres. Il mesurera 21,6 m de long pour un diamètre total de 14,6 mètres, et son poids est estimé à 12500 tonnes. La figure 2.7 présente une vue d'ensemble de CMS. Tous les sous-détecteurs seront plongés dans un champ magnétique de 4 T, à l'exception des chambres à muons.

### 2.2.1 Le trajectomètre central

Le trajectomètre permet de mesurer l'impulsion des muons, des électrons et des hadrons chargés, ainsi que de reconstruire leurs traces et les vertex associés. Le trajectomètre de CMS est constitué de 1424 détecteurs à pixels, 7888 détecteurs silicium simple face et de 4032 modules silicium double face. Un module double face est composé de deux détecteurs simple face montés dos à dos et inclinés l'un par rapport à l'autre d'un angle faible (de 50 mrad) pour mesurer les coordonnées  $r\phi$ . Les détecteurs silicium représentent près de 10 millions de canaux d'électronique et une surface de 223 m<sup>2</sup> de silicium. Une représentation du trajectomètre est donnée figure 2.8.

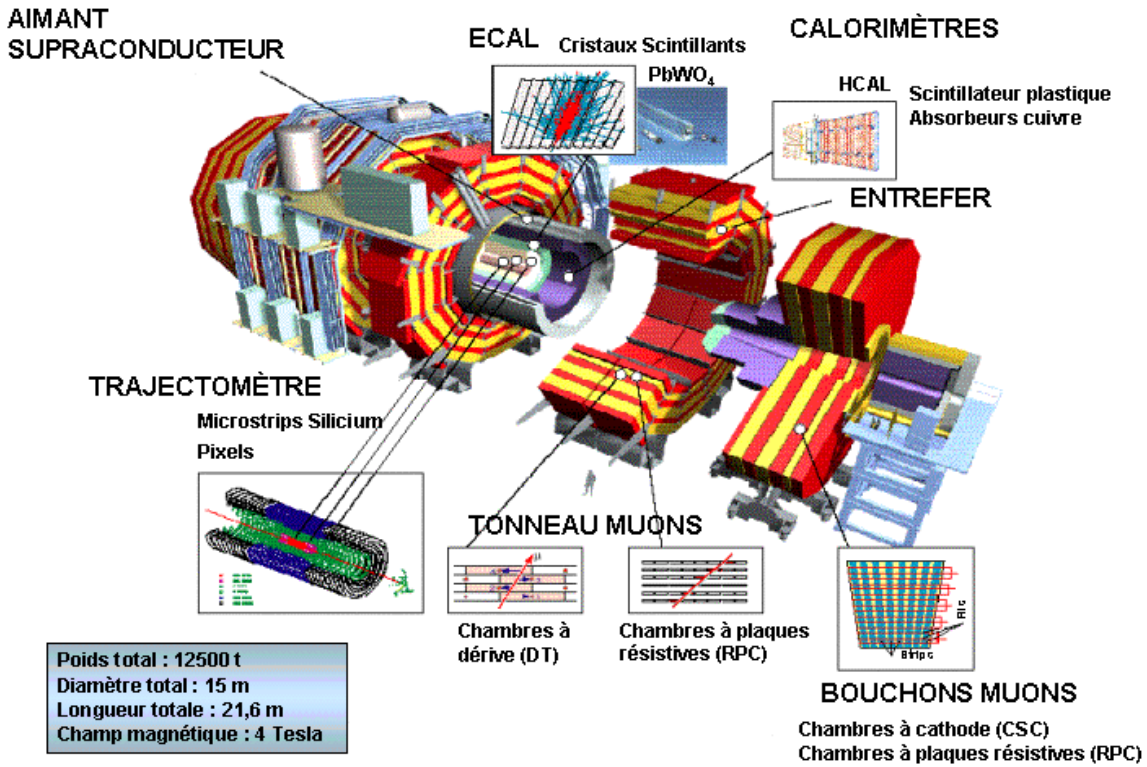


FIG. 2.7 – Vue éclatée du détecteur CMS.

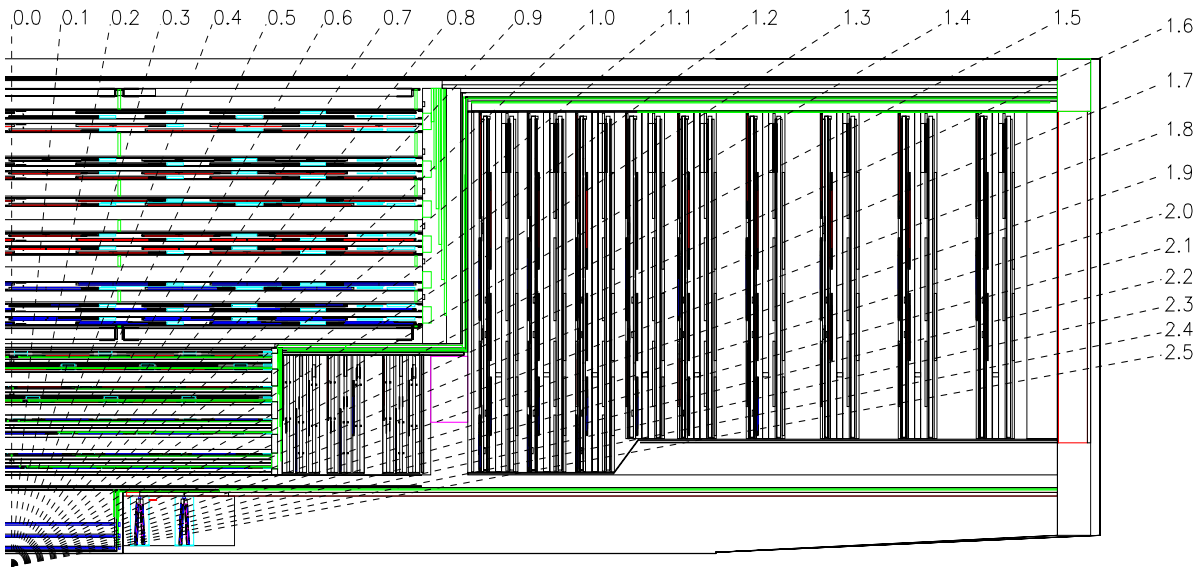


FIG. 2.8 – Vue schématique d'un quart du trajectomètre de CMS.

Le tonneau est composé de trois couches de détecteurs à pixels et de 10 couches de détecteurs silicium à micropistes. Chacun des deux bouchons comprend un mini bouchon (2 roues de détecteurs silicium à pixels, 3 roues de détecteurs silicium à micropistes) et un bouchon externe (quatre à sept couches concentriques réparties sur 9 roues).

Les détecteurs doivent satisfaire aux exigences suivantes :

- Une efficacité de reconstruction supérieure à 95 % pour les traces isolées de grande impulsion transverse ( $p_T$ ), et supérieure à 90% pour les traces à grand  $p_T$  dans un jet ;
- Une résolution pour les leptons isolés dans la région centrale  $\frac{\Delta p_T}{p_T}$  inférieure au pourcent si on considère que l'erreur sur l'alignement des détecteurs est inférieure à  $15 \mu m$  ;
- Une résolution sur le paramètre d'impact de  $35 \mu m$  dans le plan transverse, afin de garantir un bon étiquetage des mésons B, et de  $75 \mu m$  dans la direction  $z$  afin de reconstruire les vertex primaires avec une bonne précision, ce qui permet de séparer les événements d'un même croisement de paquets de protons.

Enfin le trajectomètre ne doit pas contenir trop de matière, afin d'éviter autant que possible les interactions secondaires pouvant fausser les mesures du calorimètre électromagnétique placé à l'étage suivant. La figure 2.9 indique les quantités de matières traversées par les particules en fonction de leur pseudorapidité.

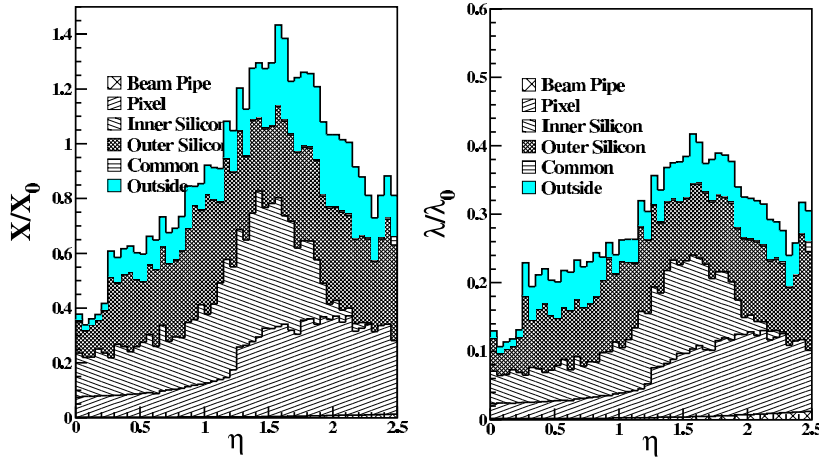


FIG. 2.9 – Quantité de matière traversée en fonction de  $\eta$  pour les différentes parties du trajectomètre : en termes de longueurs de radiation  $X_0$  à gauche, et en termes de longueurs d'interaction à droite.[12]

### 2.2.2 Le calorimètre électromagnétique (ECAL)

La plus forte contrainte concernant les performances du détecteur vient de la recherche du boson de Higgs. En effet, comme nous l'avons observé au chapitre 1, pour une masse inférieure à  $150 \text{ GeV}/c^2$ , le mode de désintégration le plus intéressant est  $H \rightarrow \gamma\gamma$  [13]. Une calorimétrie électromagnétique très performante est indispensable pour extraire le signal de l'important bruit de fond. CMS a opté pour un calorimètre à cristaux de tungstate de plomb ( $\text{PbWO}_4$ ) qui sera décrit de façon plus approfondie dans le chapitre 3.

### 2.2.3 Le calorimètre hadronique (HCAL)

Les tâches principales de la calorimétrie hadronique sont :

- L'identification et la mesure des jets ;
- La reconstruction précise de la masse de deux jets dans le cadre de l'étude du quark  $t$  et d'un boson de Higgs lourd ;

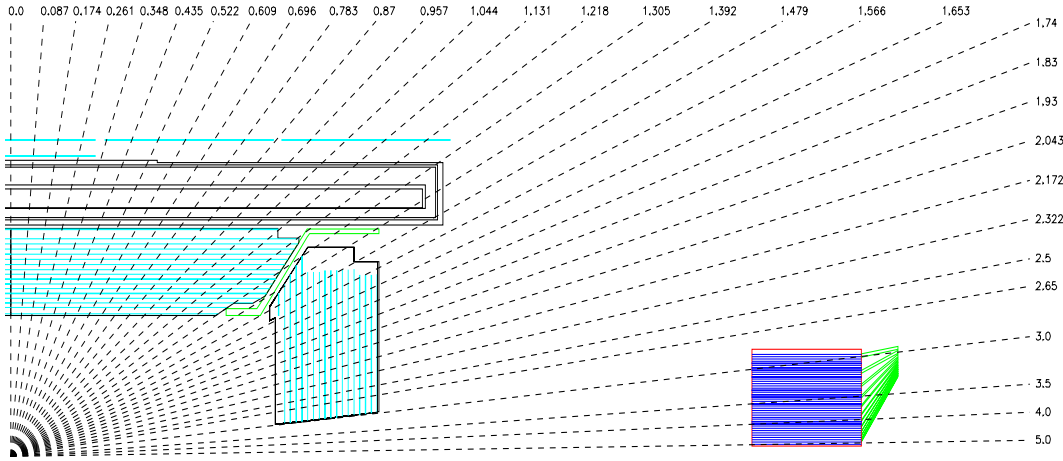


FIG. 2.10 – Vue longitudinale du calorimètre hadronique de CMS, sur laquelle figurent le tonneau et le bouchon, placés à l'intérieur du solénoïde, le tonneau extérieur à l'aimant ("détecteur de fin de gerbe"), et le calorimètre très à l'avant.

- La reconstruction de l'énergie transverse manquante, en association avec le calorimètre électromagnétique, dans le cadre de la recherche de particules supersymétriques ;

Le calorimètre hadronique de CMS est un calorimètre à échantillonnage, composé alternativement de couches de matériaux absorbants (cuivre) et de scintillateurs plastiques. Les couches de matériaux absorbants ont pour rôle d'absorber l'énergie perdue par les particules lors d'interactions multiples et les scintillateurs recueillent une partie de l'énergie déposée par le passage de la particule (ou des gerbes de particules).

L'épaisseur des plaques d'absorbeur est de 5 cm dans le tonneau et 8 cm dans les bouchons, et celle du scintillateur est fixée à 4 mm [14]. De plus, à chaque extrémité du scintillateur se trouve un système électro-optique (fibres optiques et photodiodes hybrides) permettant la conversion des photons émis par le scintillateur en signal électrique.

Chaque bouchon est formé de 18 modules de 14 tonnes, le tonneau est composé de 36 modules de 27 tonnes chacun. Dans le tonneau, la profondeur est d'environ 79 cm, ce qui correspond à 5,15 longueurs d'interaction (à  $\eta = 0$ ). Des couches d'absorbeurs et de scintillateurs sont placées également juste après le solénoïde, afin d'absorber toute l'énergie des gerbes très énergiques. La longueur d'absorption totale atteint alors 11 longueurs d'interaction.

La granularité latérale de  $\Delta\eta \times \Delta\Phi = 0,087 \times 0,087$  correspond aux tours de déclenchement du calorimètre électromagnétique et aux chambres à muons, tout en permettant une bonne séparation des jets. La résolution en énergie obtenue lors des faisceaux test de 2002, quand les données issues du calorimètre électromagnétique sont utilisées, est paramétrée par [15] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(123 \pm 18)\%}{\sqrt{E}} \oplus (4,2 \pm 6,2)\%$$

#### 2.2.4 L'aimant supraconducteur

L'aimant permet l'identification et la mesure de l'impulsion des particules en courbant leur trajectoire. De plus, il est utilisé comme structure principale de support pour tous les autres détecteurs. L'ensemble fournira un champ magnétique de 4 T à l'intérieur du

solénoïde, soit  $\sim 10^5$  fois le champ terrestre. Cet aimant (figure 2.11) est constitué de plusieurs parties :

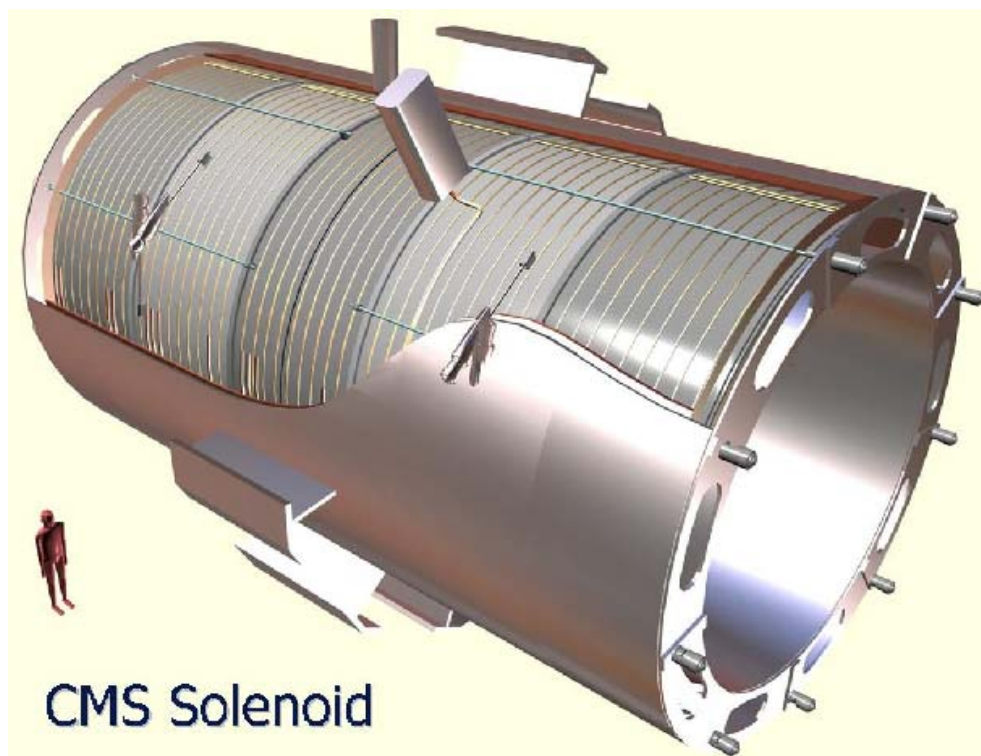


FIG. 2.11 – *Le solénoïde de CMS.*

- Un câble conducteur composite parcouru par un courant de 20 kA ;
- Une structure constituée de 5 anneaux de trois couches (culasses) en fer, supportant les chambres à muons et canalisant le retour de champ magnétique de 1,8 T généré par la bobine ;
- Des systèmes auxiliaires (systèmes cryogéniques, d'alimentation ou de contrôle).

Induction magnétique au niveau du vertex	4,0 T
Induction magnétique maximale	4,6 T
Longueur	12,48 m
Energie stockée	$2,70 \times 10^9$ J

### 2.2.5 Le détecteur de muons

Les muons représentent des signatures clefs pour une grande part de la physique explorée au LHC. Dans la physique électrofaible, la physique du quark top, du Higgs, du B, comme dans les extensions du Modèle Standard (Supersymétrie, dimensions supplémentaires...), les muons sont souvent présents dans la topologie de l'état final. De par leur masse élevée et leur temps de vie relativement long, les muons sont les particules les plus "propres" observables expérimentalement. Le système de muons [16] est placé à l'extérieur des calorimètres et du solénoïde. Il consiste en chambres à muons placées en alternance avec les plans de la culasse en fer de l'aimant. Ces culasses sont des guides forçant les lignes de champ magnétique, générées par l'aimant, à traverser longitudinalement les chambres à

muons. Ces chambres sont réparties sur quatre couches concentriques dans le tonneau central ( $|\eta| < 1,3|$ ) et sur cinq disques perpendiculaires à l'axe du faisceau dans les bouchons ( $0,9 < |\eta| < 2,4$ ).

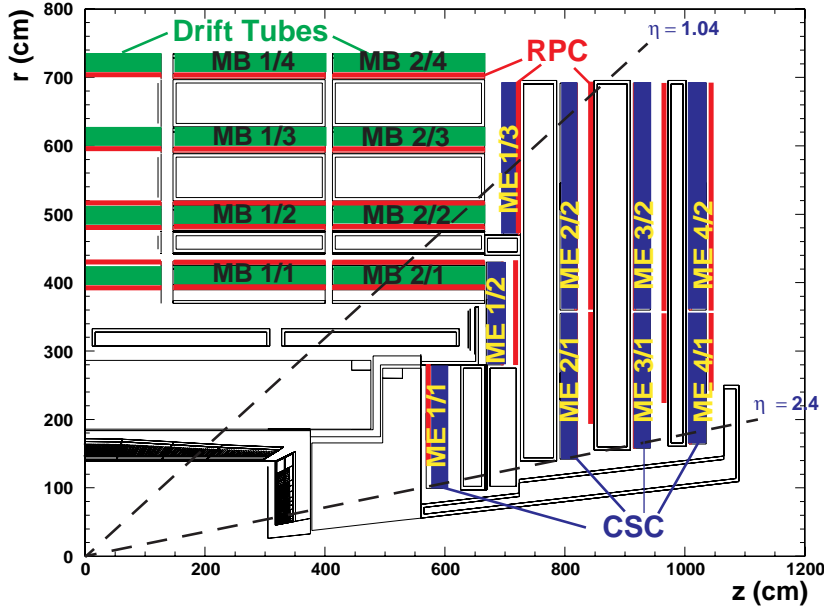


FIG. 2.12 – Vue d'un quart des chambres à muons de CMS.

CMS utilisera trois types de détecteurs gazeux pour le système de mesure des muons. Des tubes à dérive ("Drift Tubes" ou DT) dans la partie centrale du tonneau, des chambres à pistes cathodiques ("Cathod Strips Chamber" ou CSC) dans les bouchons et des chambres à plaques résistives ("Resistive Parallel plate Chambers" ou RPC) dans le tonneau et les bouchons. Les DT et les CSC sont utilisés pour obtenir une mesure précise de la position et donc de l'impulsion des muons, alors que les RPC fournissent une information rapide, en quelques nanosecondes, servant au premier niveau du système de déclenchement.

Le détecteur de muons doit satisfaire les critères suivants :

- Une bonne identification des muons : au moins 16 longueurs d'interaction entre le vertex et le détecteur de muons pour  $|\eta| < 2,4$  et sans perte d'acceptance, ce qui permet d'arrêter l'ensemble des particules non muoniques (à l'exception des neutrinos).
- Un déclenchement possible sur des muons d'impulsion transverse de plus de 100 GeV dans la région  $|\eta| < 2,1$ .
- Une résolution en impulsion intrinsèque  $\Delta p_T/p_T$  de 8 à 15 % pour des muons de 10 GeV et de 20 à 40% pour des muons de 1 TeV.
- Une résolution en impulsion globale (en utilisant le trajectomètre)  $\Delta p/p$  de 1 à 1,5 % pour des muons de 10 GeV et de 6 à 17 % pour des muons de 1 TeV
- 99,9% d'efficacité de la reconnaissance de la charge pour des impulsions de 100 GeV, et au moins 99,5 % à 1 TeV.

Ces performances induisent une efficacité de reconstruction des trajectoires supérieure à 90% pour des muons d'impulsion transverse inférieure à 100 GeV. La résolution en impulsion transverse est entre 6 et 20% pour  $p_T \leq 100$  GeV (pour  $|\eta| \leq 2$ ) et entre 15 et 35 % pour  $p_T = 1$  TeV (pour  $|\eta| \leq 2$ ). Ces résolutions peuvent être améliorées grâce à l'utilisation des informations du trajectomètre : 1 à 8 % pour  $p_T \leq 100$  GeV et 2 à 18 %

pour  $p_T=1$  TeV.

### 2.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition

La variété des signatures recherchées impose de fortes contraintes au système de déclenchement, compte tenu des particules présentes dans l'état final (par exemple des leptons chargés, des jets de grande impulsion transverse, de l'énergie manquante...). De plus, la fréquence de croisement des paquets de protons (40 MHz) et la grande multiplicité de traces au LHC rendent très complexe le déclenchement et l'acquisition de données. La sélection d'événements rares, parmi les  $10^9$  collisions par seconde du LHC par des détecteurs comportant un nombre important de canaux, constitue un des principaux défis du LHC. Les exigences sur les capacités de stockage des données et sur la puissance de calcul obligent à pré-sélectionner des événements puis à affiner cette sélection afin de passer d'un taux de croisement de 40 MHz à un taux de stockage de 100 Hz. Pour être sélectionné, un croisement de faisceaux doit passer plusieurs tests successifs. Le premier niveau de déclenchement est rapide et simple alors que les plus hauts niveaux sont plus complexes et demandent plus de temps [17].

Premier niveau : La sélection des événements pour le premier niveau est basée exclusivement sur les calorimètres et les chambres à muons. Le système de déclenchement de niveau 1 doit être en mesure de traiter les collisions pp à 40 MHz et de réduire à 100 kHz le flot de données. Au démarrage du LHC, le niveau 1 sera réduit à seulement 50 kHz, pour la période de basse luminosité, avant de délivrer les données à sa fréquence nominale pour la période de haute luminosité. Seulement un tiers de la bande passante, 16 kHz (33,5 kHz) est affecté aux sélections pour le niveau 1 : le reste est utilisé comme sécurité en cas d'erreur sur les taux d'événements attendus (ces erreurs seraient principalement dues aux incertitudes sur la simulation de processus physiques, ou sur les extrapolations de sections efficaces pour 14 TeV). Au démarrage de CMS, les seuils de sélection seront réajustés afin de pouvoir exploiter totalement la bande passante du système de déclenchement.

Afin de sélectionner efficacement les événements intéressants pour la découverte de nouvelle physique, il est nécessaire au système de déclenchement de détecter en ligne les collisions satisfaisant au moins l'une des conditions suivantes :

- Un électron ou un photon avec une impulsion transverse plus grande que 34 GeV/c ;
- Deux électrons ou deux photons dont l'impulsion transverse est supérieure à 19 GeV/c ;
- De l'énergie transverse manquante supérieure à 150 GeV ;
- Un jet hadronique avec une impulsion transverse plus grande que 250 GeV/c.

Les conditions les plus efficaces qui permettent de retenir les interactions proton-proton produisant des événements intéressants sont celles qui combinent plusieurs objets dès le premier niveau de déclenchement. A titre d'exemple une telle combinaison est celle formée par un objet électromagnétique détecté dans le calorimètre et un muon détecté par le système de mesure des muons. Les conditions portant sur un seul objet, soit une gerbe électromagnétique, soit un muon ou bien la présence d'une grande énergie manquante signalant la présence éventuelle d'un neutrino de grande impulsion transverse permettent de retenir les événements intéressants n'ayant pas satisfait les conditions précédentes. Ceci a une implication très importante sur la conception du système de déclenchement de niveau 1. Les objets simples détectés par les calorimètres ou les détecteurs de muons ne peuvent subir de réjection avant d'être combinés. C'est seulement pour les combinaisons de ces objets individuels que la sélection de niveau 1 applique des coupures sur l'impulsion transverse et ces coupures dépendent de la combinaison envisagée.



Cette conception est reflétée dans la figure 2.13 qui présente un schéma fonctionnel de l'ensemble du système de déclenchement de niveau 1.

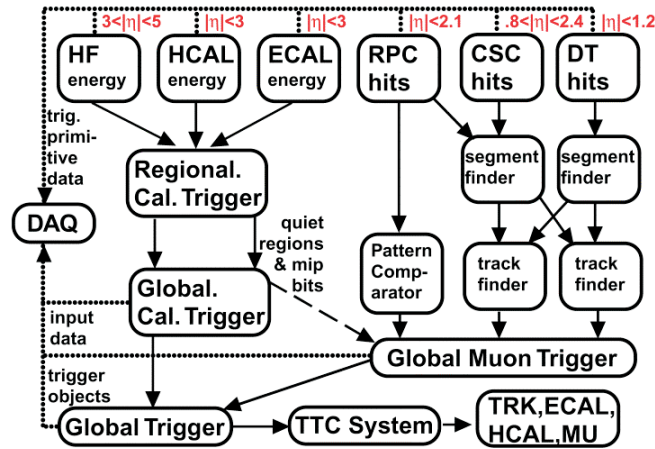


FIG. 2.13 – Le système de déclenchement de niveau 1.

Les objets électrons ou photons, non discernés dans le premier niveau de déclenchement, sont détectés et leur impulsion transverse mesurée dans la partie du système notée Global Calorimetry Trigger, tandis que les muons le sont dans celle notée Global Muon Trigger. Le calcul de la valeur de l'énergie transverse manquante est fait dans la partie Global Calorimetry Trigger. La combinaison entre les objets est faite au niveau Global Trigger, et c'est seulement à cet étage que sont effectuées les comparaisons à des seuils de déclenchement.

Le temps maximum disponible pour le niveau 1 ne correspond pas aux 25 ns séparant deux croisements de faisceaux, mais il est supérieur (entre 2 et 3  $\mu$ s), car les signaux sont stockés dans des pipelines pouvant contenir plusieurs centaines de croisements de faisceaux. La limitation de temps vient principalement du flux de données provenant du trajectomètre et du détecteur pied de gerbe, qui doivent être stockés pendant la prise de décision du système de déclenchement, puis lues en cas d'acceptation de l'événement par le niveau 1.

Déclenchement de haut niveau : la sélection pour le déclenchement de haut niveau (ou High Level Trigger, HLT) est réalisée par des algorithmes opérant sur des fermes de processeurs. Le but du HLT est de réduire le flux de données du niveau 1 à la fréquence de stockage (100 Hz), grâce à des outils rapides d'analyse. Les mesures de niveau 1 sont affinées en plusieurs étapes (niveaux 2, 2,5 et 3). Les informations de tous les sous-détecteurs sont alors utilisées, et des analyses poussées comme la reconstruction de traces et de vertex sont effectuées en ligne.

Le système de déclenchement de haut niveau recevra, en moyenne, un événement toutes les  $\mu$ s du niveau 1 et devra réduire d'un facteur 1000 les données. Chaque événement enregistré occupe une place de l'ordre du méga-octet. Le DAQ doit alors être en mesure de fournir les données du détecteur à la ferme de PC, avec un débit de l'ordre de 100 kHz  $\times$  1Mo = 100 giga-octets par seconde. Enfin, si l'on suppose une durée de prise de données de 20 heures par jour, un espace total de 10 Tera-octets sera rempli par jour à haute luminosité.

## 2.3 Conclusion

Le LHC va permettre d'atteindre des énergies et des luminosités jamais atteintes auparavant dans un collisionneur. La contre-partie est qu'il représente un environnement extrêmement contraignant pour les expériences qui s'y trouvent.

L'expérience CMS a été conçue pour fonctionner dans cet environnement. Elle possède la structure habituelle des expériences se situant auprès d'un collisionneur, mais à une échelle supérieure. Chaque sous-détecteur répond à des critères de performance et de fiabilité très stricts afin de permettre une bonne exploitation des événements de physique produits au LHC. Le système de déclenchement représente à lui seul un important défi technologique.



# Bibliographie

- [1] LHC : The Large Hadron Collider Conceptual Design, CERN/AC/95-05 (LHC), octobre 1995.
- [2] ATLAS Collaboration, ATLAS TDR 14, CERN/LHCC 99-14, *Atlas Detector and Physics Performance - Technical Design Report Vol.1*.
- [3] CMS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38 LHCC/P1, 15 décembre 1994.
- [4] ATLAS, Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43 LHCC/P2, 15 décembre 1994.
- [5] LHCb, Technical Proposal, CERN/LHCC/98-4 LHCC/P4, 20 février 1998.
- [6] ALICE, Technical Proposal, CERN/LHCC/95-71 LHCC/P3, 15 décembre 1995.
- [7] ATLAS, Atlas TDR 15, CERN/LHCC 99-15, “ *Atlas Detector and Physics Performance - Technical Design Report Vol. II*”
- [8] D. Denegri, Aachen LHC Workshop, CERN 90-10, ECFA 90-133, 1990
- [9] T.Virdee, *Recherche du/des Higgs au LHC*, cours donné à l'école de Gif 2001.
- [10] M.Pimia et al., Compact Muon Solenoid, Proc. Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 4-9 octobre 1990, eds G.Jarlskog et D. Rhein, CERN 90-10, vol. III (1990)
- [11] CMS Letter of intent, CERN/LHCC 93-22, Mars 1993
- [12] CMS, *The Tracker Project Technical Design Support*, CERN/LHCC 98-06.
- [13] D.Denegri, *Expected Observability of Standard Model Higgs in CMS*, D.Denegri.0998n1 CMS Document Server.
- [14] CMS, *The Hadron Calorimeter Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-31.
- [15] Jeremiah Mans, *DAQ Software for CMS HCAL Testbeams*, présentation à CHEP 2003.
- [16] CMS, *The Muon Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-32.
- [17] CMS, *The Trigger and Data Acquisition project Volume II, Technical Design Report*, CERN/LHCC 2002-26



## Chapitre 3

# Présentation du calorimètre électromagnétique de CMS

### 3.1 Principe de la calorimétrie

La calorimétrie a pour but de mesurer l'énergie de particules. Le principe consiste à intercepter une particule incidente avec un bloc de matière d'épaisseur suffisante pour la faire interagir et déposer toute son énergie dans le volume du détecteur. La structure interne du calorimètre passe alors dans un état excité, et le retour à son état fondamental passe par l'émission d'un signal, qui peut être électrique, thermique, ou, dans le cas de la calorimétrie de CMS, optique. L'intensité de ce signal sera directement liée au dépôt d'énergie des particules dans le calorimètre. Ce dépôt passe par la création d'une "cascade" de particules de plus en plus nombreuses, et de plus en plus basse énergie. Les calorimètres électromagnétiques sont plus spécifiquement chargés de la mesure de l'énergie des électrons (ou des positons) et des photons.

#### 3.1.1 Passage d'électrons et de positons dans la matière

Les différentes contributions à la perte d'énergie d'un positon ou d'un électron dans la matière sont présentées sur la figure 3.1.

Pour les basses énergies, les pertes sont principalement dues à l'ionisation, bien que d'autres processus (diffusions Møller et Bhabha, annihilation) entrent en jeu. A haute énergie, les pertes par ionisation croissent de façon logarithmique, alors que le processus dit de *bremsstrahlung* augmente de façon linéaire (voir la figure 3.2).

Le *bremsstrahlung* se produit lorsqu'un électron ou un positon interagit électromagnétiquement avec le champ électrique d'un noyau. La probabilité d'émission de rayonnement de freinage varie selon l'inverse du carré de sa masse,  $\sigma \sim r_e^2 = (e^2/mc^2)^2$ . Les pertes par *bremsstrahlung* des muons, les particules chargées les plus légères après les électrons, sont 40 000 fois plus faibles ! La perte d'énergie moyenne dans un milieu de densité  $N$  (nucléons/cm<sup>3</sup>) est approximée par la relation suivante :

$$-\langle \frac{dE}{dx} \rangle_{rad} = 4Z^2 \frac{N}{137} r_e^2 E \ln \frac{183}{Z^{1/3}} \quad \text{quand } E \gg 137 mc^2 Z^{-1/3} \quad (3.1)$$

L'énergie critique est souvent définie comme l'énergie pour laquelle les pertes par *bremsstrahlung* et par ionisation sont égales. Berger et Seltzer [2] donnent une approximation de celle-ci :  $E_c = (800 \text{ MeV} / (Z + 1, 2))$ . Rossi [3] définit lui  $E_c$  comme étant l'énergie où la perte d'énergie par ionisation par longueur de radiation correspond à l'énergie de l'électron.

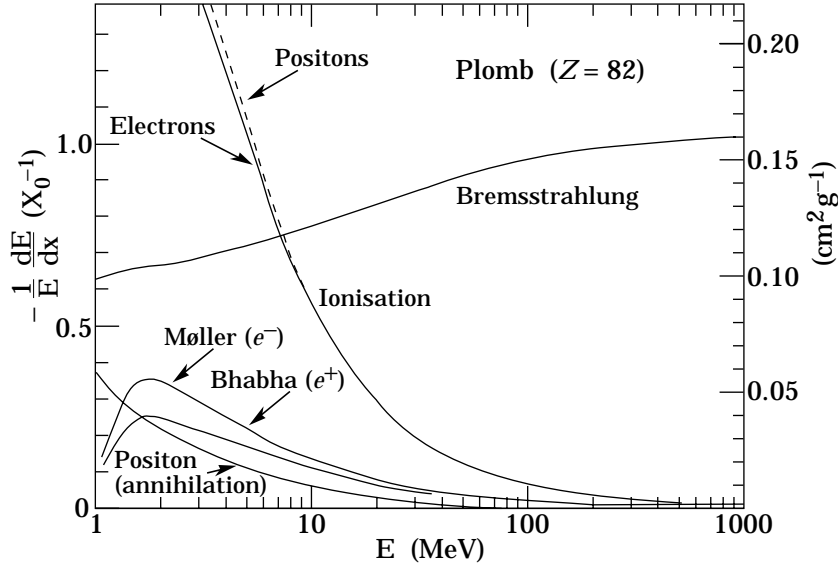


FIG. 3.1 – Fraction d'énergie perdue par unité de longueur de radiation dans le plomb en fonction de l'énergie de l'électron [1].

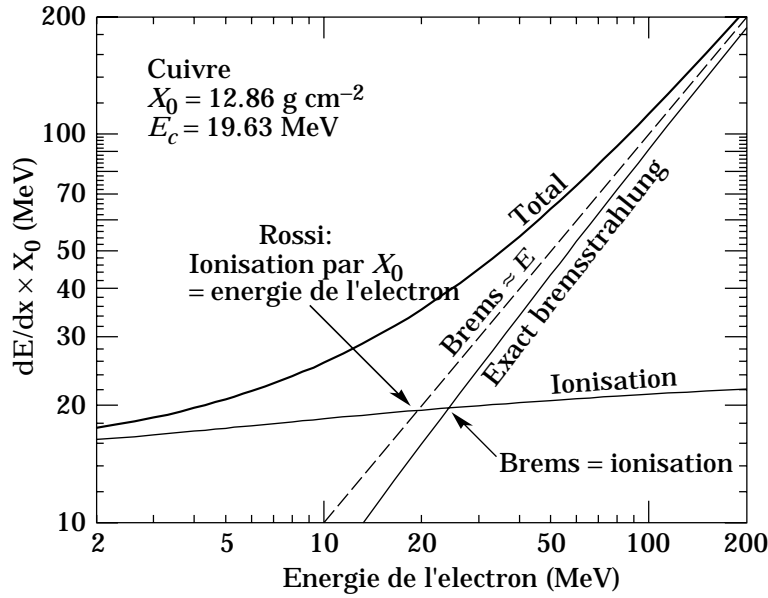


FIG. 3.2 – Deux définitions de l'énergie critique  $E_c$  [1].

### 3.1.2 Passage de photons dans la matière : créations de paires

Les contributions à la section efficace d'interaction d'un photon dans un bloc de matière sont présentées sur la figure 3.3, avec un élément léger (le carbone), et un élément lourd (le plomb). On peut remarquer qu'à basse énergie l'effet photoélectrique domine, bien que les diffusions Compton, Rayleigh, et les absorptions photonucléaires soient présentes. Ensuite la création de paires devient le processus principal : lorsqu'un photon de haute énergie interagit avec le champ électrique d'un noyau, ou d'un cortège électronique, il a une probabilité non nulle de se convertir en une paire  $e^+e^-$ . L'angle moyen entre l'électron ou le positon créé et le photon incident est donné par  $\theta = mc^2/E$ . A haute énergie la paire

$e^+e^-$  est émise dans la direction du photon.

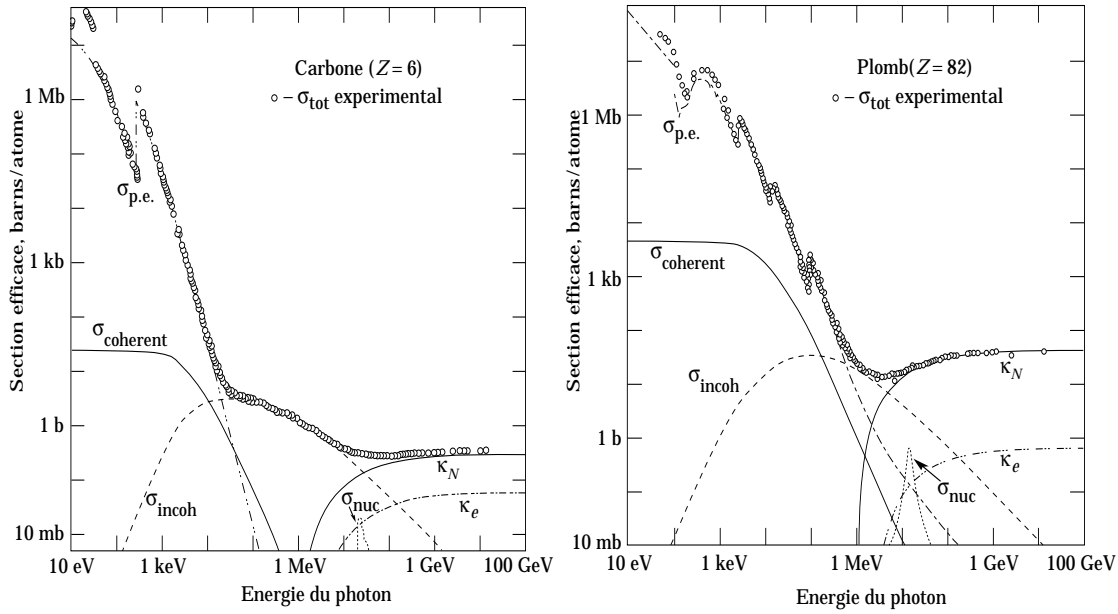


FIG. 3.3 – Section efficace totale d'interaction d'un photon dans du carbone et du plomb [1]. Les différentes contributions sont : l'effet photoélectrique ( $\sigma_{p.e.}$ ), la diffusion cohérente (diffusion Rayleigh,  $\sigma_{coherent}$ ), la diffusion incohérente (diffusion Compton,  $\sigma_{incoh}$ ), la création de paires due au champ nucléaire ( $\kappa_N$ ), la création de paires due au champ du cortège électronique ( $\kappa_e$ ), et l'absorption photonucléaire (en général suivie de l'émission d'un neutron, ou d'une autre particule,  $\sigma_{nuc}$ )

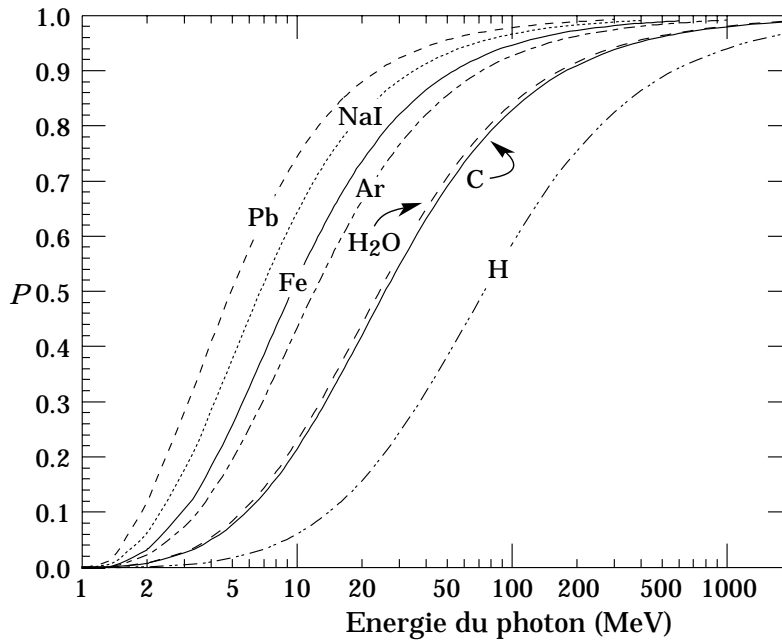


FIG. 3.4 – Probabilité  $P$  qu'une interaction d'un photon avec la matière résulte en une création de paire  $e^+e^-$  [1].



### 3.1.3 Cascade électromagnétique

Quand un photon ou un électron de haute énergie traverse un milieu dense il crée ce que l'on appelle une "gerbe électromagnétique". Un photon de haute énergie se convertit en une paire électron/positon, qui à son tour émet des photons de bremsstrahlung. Ceux-ci se convertissent alors, et on obtient une cascade ou une *gerbe* de photons, d'électrons et de positons. Ce phénomène se déroule jusqu'à ce que l'énergie des électrons et des positons soit inférieure à l'énergie critique. Il est courant de mesurer les épaisseurs de milieux denses en unités de longueur de radiation  $X_0$ , représentant la distance nécessaire à un électron pour perdre une fraction  $(1 - 1/e)$  de son énergie par émission de bremsstrahlung. Cette définition n'est valable qu'à haute énergie, quand on suppose que le bremsstrahlung est justement la seule source de perte d'énergie.

Le développement de la gerbe est un processus statistique. En utilisant la notion de longueur de radiation, toutefois, nous pouvons construire un modèle simple décrivant le nombre moyen de particules produites et leurs énergies moyennes en fonction de la profondeur de pénétration dans le bloc de matière. Imaginons un photon d'énergie initiale  $E_0$ . En moyenne, le photon se convertit en une paire  $e^+e^-$  après une longueur de radiation. Chaque particule de la paire a donc, en moyenne, une énergie  $E_0/2$ . Après deux longueurs de radiation, l'électron et le positon émettent chacun un photon de bremsstrahlung, dont l'énergie est approximativement la moitié de celle de chaque particule. Nous avons alors quatre particules, dont les énergies sont de l'ordre de  $E_0/4$ . Après trois longueurs de radiation, les photons de bremsstrahlung se convertissent chacun en paire  $e^+e^-$ , tandis que les particules chargées initiales émettent d'autres photons de bremsstrahlung. Nous sommes alors en présence de huit particules d'énergie  $E_0/8$ . Après  $t$  longueurs de radiations, on a enfin

$$N \simeq 2^t$$

particules, avec une énergie moyenne

$$E(t) \simeq \frac{E_0}{2^t}$$

Le même résultat est obtenu si nous avons eu un électron incident à la place du photon.

On peut aussi prévoir la profondeur maximale de pénétration de la gerbe électromagnétique : si l'on suppose que la gerbe s'arrête brutalement quand l'énergie des particules est égale à l'énergie critique  $E_c$ , on obtient

$$E(t_{max}) = \frac{E_0}{2^{t_{max}}} = E_c,$$

d'où

$$t_{max} = \frac{\ln \frac{E_0}{E_c}}{\ln 2}$$

Le nombre maximal de particules est alors

$$N_{max} \simeq \frac{E_0}{E_c},$$

Toutefois, ce modèle simple ne donne qu'une représentation qualitative et assez grossière de la gerbe électromagnétique. Pour un calcul plus précis il faut utiliser des simulations Monte Carlo. La figure 3.5 présente le résultat d'une telle simulation pour un électron de 30 GeV dans du fer. Les cercles et les carrés donnent le nombre d'électrons et de photons en fonction de la profondeur dans le fer, alors que l'histogramme représente l'énergie déposée par la gerbe, c'est à dire  $dE/dt$ . Comme nous pouvons le constater, le nombre de

particules croît exponentiellement jusqu'à un maximum relativement large, après quoi il diminue progressivement sur plusieurs longueurs de radiation, contrairement au modèle simple exposé plus haut.

La courbe de perte d'énergie  $dE/dt$  peut être paramétrée de la façon suivante :

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (3.2)$$

où  $a$  et  $b$  sont des paramètres dépendants du milieu traversé. La profondeur à laquelle le maximum est atteint est :

$$t_{max} = (a - 1)/b = \ln y + C_i, \quad i = e, \gamma \quad (3.3)$$

où  $y = E/E_c$  est l'énergie de la particule incidente en unités d'énergie critique,  $C_e = -0,5$  pour les cascades déclenchées par des électrons, et  $C_\gamma = +0,5$  pour les cascades induites par des photons.

Intéressons-nous maintenant au développement latéral de la gerbe : tandis que la cascade se développe, ses dimensions latérales augmentent sous l'action de différents effets. Ceux-ci peuvent être l'angle d'ouverture non-nul entre l'électron et le positon lors de la conversion d'un photon, les diffusions multiples des électrons et l'émission de bremsstrahlung loin de l'axe de propagation de la gerbe.

La dimension latérale d'une gerbe électromagnétique est exprimée en termes de *rayon de Molière*, défini de la manière suivante :

$$R_M = X_0 \frac{E_s}{E_c}$$

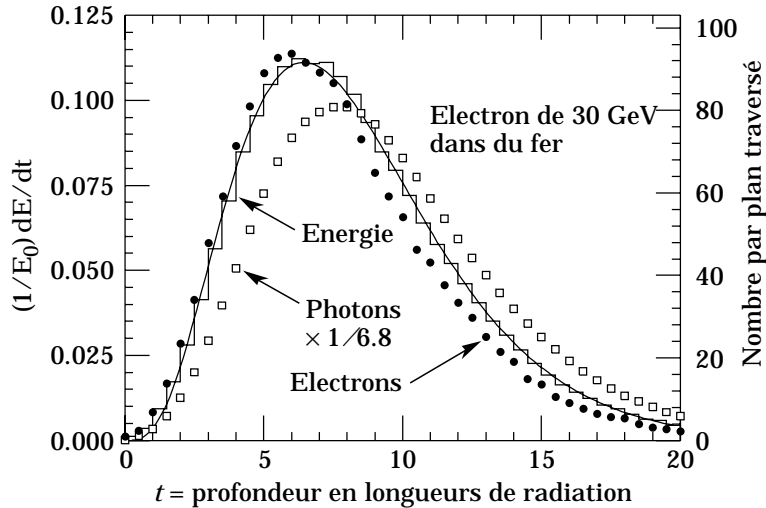


FIG. 3.5 – Simulation Monte Carlo d'une gerbe issue d'un électron de 30 GeV dans du fer [1]. L'histogramme illustre la fraction d'énergie déposée par la gerbe en fonction du nombre  $t$  de longueurs de radiation traversées. Les cercles et les carrés représentent le nombre d'électrons et de photons, respectivement, avec une énergie  $\geq 1,5$  MeV traversant un plan imaginaire perpendiculaire au développement longitudinal de la gerbe, à la profondeur  $t$ . La courbe est un ajustement de l'histogramme par une fonction  $\Gamma$ .

où  $E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} = 21,2$  MeV et  $E_c$  est l'énergie critique.

Des mesures sur la distribution latérale des gerbes électromagnétiques sont présentées dans [4]. En moyenne, 90 % de l'énergie est déposée à l'intérieur d'un cylindre de rayon  $R_M$ , et 95 % dans un cylindre de rayon  $2R_M$ .

### 3.1.4 Mécanismes de scintillation

La scintillation est le processus physique permettant de transformer l'énergie déposée dans un milieu en photons lumineux. Le modèle des bandes constitue une base commode pour expliquer ce mécanisme. Les cristaux scintillants sont en principe isolants ou semiconducteurs, c'est-à-dire qu'il existe une bande interdite, ou gap, entre les bandes de valence et de conduction. Ce gap a une largeur de quelques électron-volts. Sous l'effet de l'excitation créée par la gerbe électromagnétique, des électrons de la bande de valence peuvent acquérir une énergie suffisante pour passer dans la bande de conduction et laisser un trou dans la bande de départ. Le cristal est ionisé. Si l'énergie est inférieure à la largeur de la bande interdite, l'électron ne peut pas atteindre la bande de conduction, reste lié au trou, et forme avec lui une combinaison électron-trou dans un état excité : un exciton. Dans ce cas il n'y a plus ionisation mais excitation du cristal. Les excitons se trouvent sur des niveaux d'énergie situés immédiatement en dessous de la bande de conduction.

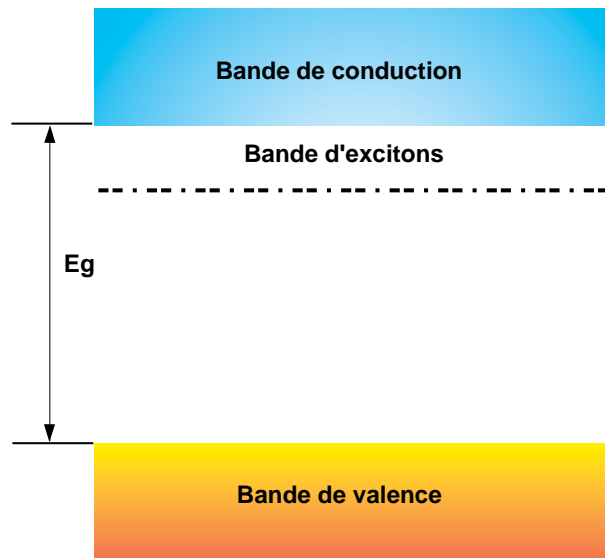


FIG. 3.6 – Représentation des bandes d'énergie dans les cristaux inorganiques.

Cette première approche, simplifiée, ne s'applique qu'aux cristaux parfaits. Dans la réalité, la présence d'impuretés dans le cristal, ou de défauts de structure, peut créer des niveaux d'énergie intermédiaires, localisés dans la bande interdite. Si ces niveaux sont libres, les électrons ou les excitons se mouvant dans la bande de conduction (ou à proximité) peuvent y tomber. Différents cas de figure peuvent alors apparaître. On distingue ainsi :

- Les centres de luminescence, formés d'une série de niveaux discrets représentant les différents états, fondamental ou excités, du centre. Celui-ci peut être excité par la capture simultanée d'un électron de la bande de conduction et d'un trou de la bande de valence ou par la capture d'un exciton. Le retour du centre à son état fondamental conduit dans la plupart des cas à une transition radiative qui constitue la fluorescence.

- Les centres de quenching, qui se distinguent des centres de luminescence par le fait que le retour à l'état fondamental ne passe pas par une transition radiative, mais par dissipation thermique.
- Les trappes, ou pièges, qui sont des niveaux métastables sur lesquels les électrons et les trous (ou les excitons) peuvent demeurer longtemps en raison de la faible probabilité de retour direct vers l'état fondamental. C'est par le biais de l'agitation thermique que le retour des électrons et des trous dans leurs bandes respectives, ou des excitons sur un centre de luminescence, sera possible. Dans les deux cas, nous aurons une émission lumineuse différée qui constitue une fluorescence retardée.

La figure 3.7 résume ces différents processus.

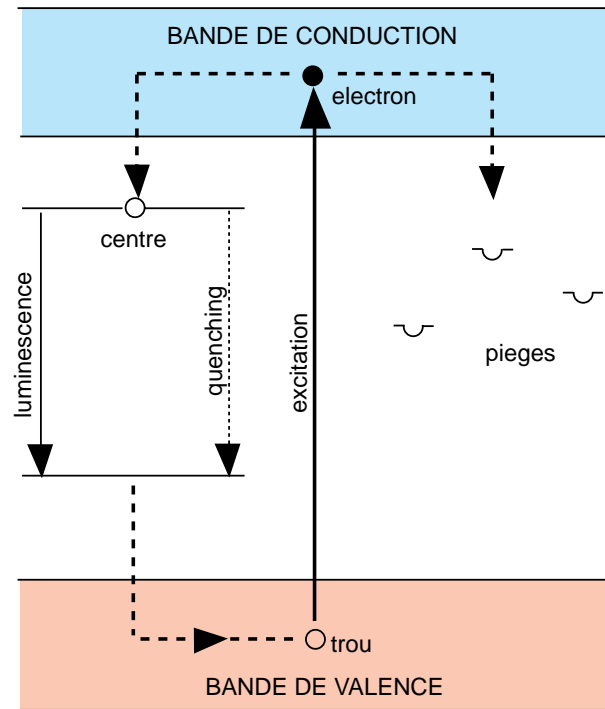


FIG. 3.7 – Différents niveaux d'énergie discrets, dus à l'incorporation d'impuretés dans le cristal.

## 3.2 Description du calorimètre électromagnétique de CMS

Le calorimètre électromagnétique de CMS se décompose en deux grands ensembles : un détecteur cylindrique central (le tonneau), couvrant la région  $|\eta| < 1,479$ , et deux parties situées aux extrémités du tonneau : les bouchons. Le ECAL est schématisé sur la figure 3.8.

Le tonneau est constitué de cristaux de forme tronc-pyramidale de 23 cm de long. La face avant de chaque cristal est située à 129 cm de l'axe du faisceau. Les cristaux sont désaxés de  $3^\circ$  en  $\eta$  et en  $\phi$  afin de permettre une géométrie non pointante par rapport au point d'interaction. Les dimensions de la face avant des cristaux du tonneau sont  $22 \times 22$  mm<sup>2</sup>, soit  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,0175 \times 0,0175$ . Le tonneau est divisé en deux sous-parties ( $z > 0$  et  $z < 0$ ) composées chacune de 18 supermodules. Chaque supermodule contient 1700 cristaux,

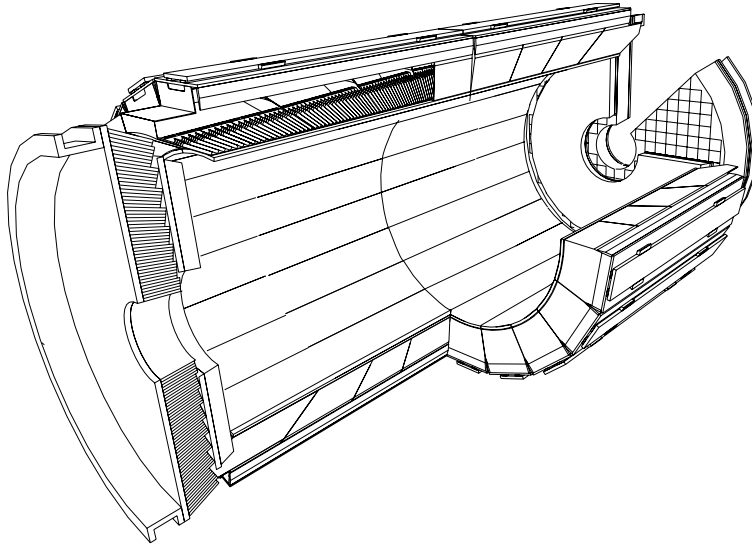


FIG. 3.8 – Vue éclatée du calorimètre électromagnétique de CMS.

placés dans 4 modules (un de 500 cristaux, les autres de 400). Il y a 360 cristaux selon  $\phi$  et  $2 \times 85$  en  $\eta$ , pour un total de 61200 cristaux.

Les bouchons du calorimètre couvrent la région de pseudorapidité allant de 1,48 à 3,0. Les cristaux y sont regroupés par supercristaux, composés de 25 unités. Chaque bouchon est composé de quatre sous-unités identiques de 3662 cristaux de  $\text{PbWO}_4$ . La géométrie des bouchons est, elle aussi, non pointante.

Un détecteur de pied de gerbe est placé devant chaque bouchon, et couvre une région de pseudorapidité allant de 1,65 à 2,6. Sa principale utilité est, grâce à la meilleure granularité qu'il permet, de séparer des photons isolés et des photons issus de la désintégration de hadrons neutres ( $\eta$ ,  $\pi^0$ ). Il consiste en une couche d'absorbeur dense (du plomb) suivie de capteurs au silicium. Les photons incidents commencent la gerbe électromagnétique dans l'absorbeur, et les électrons/positons émis ainsi génèrent un signal dans les détecteurs au silicium. Ces signaux permettent de déterminer la position d'incidence du photon primaire. Il est nécessaire de mesurer aussi l'énergie déposée dans le détecteur de pied de gerbe, afin de pouvoir l'ajouter de manière adéquate à l'énergie lue par le calorimètre à cristaux. La correction toutefois n'est jamais parfaite, à cause des fluctuations de l'énergie déposée au niveau de l'absorbeur, et la résolution des bouchons est légèrement dégradée.

### 3.2.1 Propriétés générales des cristaux de tungstate de plomb

Le matériau scintillant idéal pour la calorimétrie électromagnétique en physique des hautes énergies possède une importante quantité de lumière émise, une densité élevée, une cinétique de scintillation rapide, une bonne résistance aux radiations et un prix relativement bas. Les chercheurs et les compagnies de production de scintillateurs ont ainsi concentré leurs efforts sur le développement d'un milieu scintillant pouvant être utilisé à grande échelle et le plus longtemps possible. Le cristal de tungstate de plomb est l'aboutissement de cette démarche.

Le cristal de tungstate de plomb ( $\text{PbWO}_4$ ) est connu depuis longtemps [5, 6], mais ce n'est que récemment que des progrès ont été faits dans le développement de la technologie pour la production de grands cristaux dotés de paramètres de scintillation acceptables pour

la physique des hautes énergies [7, 8, 9, 10]. Les résultats de recherche sur les cristaux de tungstate de plomb pendant les premières étapes ont montré que, en comparaison avec d'autres scintillateurs et émetteurs lumineux utilisés pour les calorimètres électromagnétiques, le cristal de  $\text{PbWO}_4$  a la densité la plus élevée, la longueur de radiation la plus faible ainsi qu'un petit rayon de Molière, ce qui permet d'en faire un calorimètre compact et de placer l'ensemble de la calorimétrie électromagnétique à l'intérieur du solénoïde. Un autre aspect déterminant dans le choix de ce scintillateur est la rapidité de sa réponse, cruciale au LHC où les croisements de faisceaux auront lieu toutes les 25 ns. Toutefois, ce cristal présentait les désavantages d'une quantité de lumière émise faible (4 phe/MeV) à cause notamment de la haute absorption optique intrinsèque dans la région des longueurs d'onde de scintillation, d'une tenue aux radiations moyenne (mais néanmoins supérieure au BGO), et de la présence de composantes lentes dans la scintillation. Finalement, en prenant en compte les perspectives d'amélioration des paramètres du tungstate de plomb, et parce que des capacités de production significatives, permettant le démarrage d'une production après une modernisation modeste, existaient déjà, la collaboration CMS a décidé, en automne 1994, de construire le calorimètre électromagnétique sur la base de ces cristaux.

Après les dernières études, il a été possible de fabriquer des cristaux comportant des propriétés physiques et chimiques acceptables comme on peut le constater dans le tableau 3.1. Celles-ci sont comparées à celles de quelques autres scintillateurs lourds et à celles du tungstate de plomb avant optimisation. Le problème de la faible quantité de lumière émise a été résolu par l'adoption de photodétecteurs pourvus de gain interne.

Cristal	NaI(Tl)	CsI	BGO	YAP :Ce	$\text{PbWO}_4$ 1995	$\text{PbWO}_4$ 1999
Densité, $\text{g/cm}^3$	3,67	4,51	7,13	5,55	8,28	8,28
Indice de réfraction	1,85	1,80	2,15	1,91	2,16 / 2,30	2,16 / 2,30
Longueur de radiation, cm	2,59	1,85	1,12	2,2	0,89	0,89
Rayon de Molière, cm	4,80	3,50	2,25	3,7	2,19	2,19
Maximum d'émission, nm	410	315	480	347	440-520	440
Quantité relative de lumière émise, %	100	20	18	40	$\sim 0,1-0,2$	1,3
Durée d'émission, ns						
$\tau_1$	230	16	60	28	4(62%)	4(95%)
$\tau_2$			300		23(13%)	15(5%)
$\tau_3$					230(25%)	100< 1%

TAB. 3.1 – Propriétés de quelques milieux scintillants utilisés en physique des hautes énergies.

Les cristaux de  $\text{PbWO}_4$  mesurent 23 cm de long, soit 25,8 longueurs de radiation, ce qui permet de contenir longitudinalement la quasi-totalité de la gerbe électromagnétique.

Ils ont une forme tronc-pyramidale, dont les dimensions sont de  $22 \times 22 \text{ mm}^2$  pour la face avant et  $26 \times 26 \text{ mm}^2$  pour la face arrière.

Des études ont montré que les dommages causés par les radiations n'affectaient pas les mécanismes de scintillation. La transmission de lumière dans les cristaux est cependant dégradée par la formation de centres colorés pouvant absorber certains domaines de longueur d'onde. Les centres colorés sont créés dans les lacunes des cristaux et peuvent être réduits par un contrôle des processus de croissance des cristaux et par l'introduction de dopants.

### 3.2.2 Les photodétecteurs

La production de lumière relativement faible des cristaux de  $\text{PbWO}_4$  impose de strictes contraintes sur les photodétecteurs utilisés dans CMS : ceux-ci doivent être pourvus de gain interne et doivent être peu bruyants. D'autres contraintes viennent du fort champ magnétique dans lequel les photodétecteurs vont baigner (4T), de la structure compacte de CMS, et du milieu hostile représenté par le LHC en termes de radiations -particulièrement dans les bouchons. Cette dernière contrainte fait que les photodétecteurs utilisés dans le tonneau et dans les bouchons sont différents.

#### Les photodiodes à avalanche -APD

Les photodiodes à avalanche (ou APD pour Avalanche PhotoDiode) sont couramment utilisées dans le domaine des télécommunications pour le transport des signaux. Leur apparition dans la lecture de cristaux scintillants en physique des hautes énergies est en revanche relativement récente ; nous verrons en quoi elles représentent la meilleure solution, puis quels développements ont été nécessaires à une utilisation dans un milieu hostile tel que le LHC.

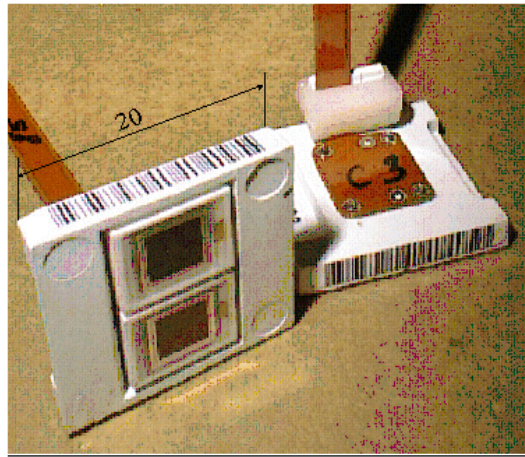


FIG. 3.9 – Deux APD sont montées dans chaque capsule.

#### Justification du choix des APDs

Les photodétecteurs destinés à lire la lumière issue des cristaux de tungstate de plomb devront subir un fort champ magnétique ( 4 T ), ce qui exclut les tubes à vide, inopérants à partir de 1,5 T : en effet le déplacement des électrons de dynode en dynode est sérieusement perturbé par le champ magnétique, ce qui se traduit par de fortes variations et une chute du gain du PM. Les photomultiplicateurs hybrides sont également écartés pour leur sensibilité au champ magnétique. Il a donc fallu se tourner vers les détecteurs à semiconducteur.

Enfin, il faut que la réponse du photodétecteur soit rapide car la fréquence de collisions et le taux d'événements du LHC sont élevés [11]. Les photodiodes à avalanche choisies pour CMS, résultat de dix ans de recherche et développement en collaboration avec Hamamatsu Photonics, satisfont ces exigences. Afin de pouvoir collecter le maximum de lumière de scintillation des cristaux de tungstate de plomb, elles sont montées par paires dans des capsules qui sont ensuite collées à l'arrière de chaque cristal (voir figure 3.9). La surface de détection atteint alors 50 mm<sup>2</sup>.

### Principes de fonctionnement de l'APD

Le principe des photodiodes réside dans l'utilisation du bombardement de la zone P d'une jonction PN polarisée en inverse par des photons d'énergie  $h\nu$  suffisante pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction, ce qui entraîne la création d'une paire électron-trou soumise au champ électrique dans la zone de déplétion. Lorsque le champ électrique dans la jonction PN est assez élevé, les électrons et les trous ainsi accélérés acquièrent une énergie suffisante pour créer d'autres paires électrons-trous par l'intermédiaire du processus d'ionisation par impact du réseau cristallin. Il se produit alors un phénomène d'avalanche, qui se traduit par une multiplication du nombre d'électrons et de trous se mouvant dans la zone de charges d'espace, et donc par une amplification du courant primaire dû, à l'origine, à l'absorption des photons. Un autre aspect est que l'avalanche a une influence sur l'inévitable courant de fuite de la photodiode en absence d'éclairement. En effet, les paires électron-trou générées par agitation thermique peuvent subir le champ électrique suivant l'endroit où elles sont créées. Pour un gain  $G$ , le courant d'obscurité  $I_{\text{obs}}$  peut s'écrire [12] :

$$I_{\text{obs}} = I_s + I_v \times G \quad (3.4)$$

où  $I_s$  représente le courant de surface, de nature ohmique, très peu affecté par le processus de multiplication, et  $I_v$  est le courant de volume provenant de la génération thermique des porteurs de charges. La valeur de ce dernier dépend donc fortement de la température, mais aussi du gain de la photodiode.

### Développements nécessaires

Les APDs ont fait l'objet d'un fort développement ces dernières années pour satisfaire les critères d'utilisation de CMS. En effet, elles étaient jusque là utilisées principalement pour détecter des lumières rouges ou infrarouges alors que la longueur d'onde de la lumière émise par le tungstate de plomb est comprise entre 400 nm et 550 nm. L'efficacité pour des longueurs d'onde de moins de 500 nm était réduite, et les photodiodes trop sensibles aux rayonnements ionisants. La principale évolution permettant de résoudre ces problèmes a été de modifier la structure interne des APDs. Les détails internes des APDs, comme les profils de dopage, sont des informations industrielles confidentielles. Les APDs choisies pour cette expérience sont fabriquées par la société japonaise Hamamatsu. Elles sont produites par croissance épitaxiale des différentes couches de silicium formant la jonction. Bien que "mal connue", leur structure interne peut se décomposer en quatre couches : [13]

- La couche d'entrée par laquelle entre la lumière. Son rôle est d'assurer une protection mécanique de la diode et de limiter les réflexions de lumière. Elle est généralement réalisée en SiO<sub>2</sub> ou en Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>.
- La couche de conversion des photons en photoélectrons ( $P$ ), dont la profondeur est adaptée à la longueur de pénétration de la lumière dans le silicium.
- La jonction PN qui est le théâtre de l'avalanche.
- La couche  $N^+$  fortement dopée qui permet une bonne collection des photoélectrons.



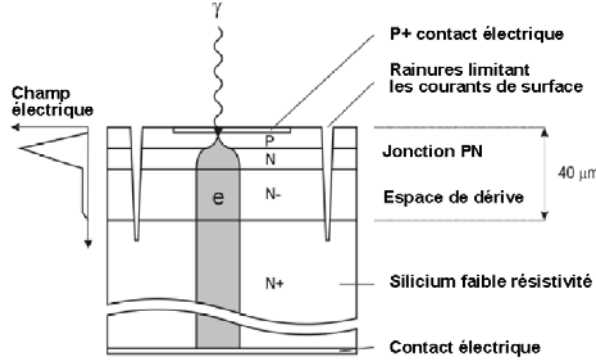


FIG. 3.10 – Structure interne d'une APD.

Une autre contrainte est due à l'utilisation de ces APDs dans un environnement où elles sont susceptibles d'être traversées par des particules chargées (muons ou hadrons). Lors de leur passage dans le silicium, ces particules déposent de l'énergie provoquant la création de paires électrons-trous tout au long de leur trajectoire. Un signal électrique est donc produit, et il peut être confondu avec un signal dû à l'absorption des photons provenant des cristaux de  $\text{PbWO}_4$ . À cause du faible rendement lumineux des cristaux, le signal dû aux particules ionisantes peut être non négligeable comparé au signal de scintillation, ce qui dégrade alors la résolution en énergie. Pour diminuer le bruit provoqué par ces particules ionisantes, il a fallu diminuer la taille de la zone de déplétion dans les APDs. Cette dernière action a eu pour conséquence d'augmenter la capacité des APDs ( $C \propto 1/W$ , où  $W$  est la largeur de la zone de déplétion) et donc le bruit électronique, entraînant ainsi une détérioration de la résolution en énergie du calorimètre. Il a donc fallu trouver une épaisseur de la zone de déplétion qui minimisait la somme des deux sources de bruit [14] : elle a été fixée à environ  $6 \mu\text{m}$ . Enfin, des rainures, profondes de  $30 \mu\text{m}$ , sont creusées de chaque côté de la cathode afin de réduire le courant de surface, particulièrement important lorsque l'APD subit de fortes irradiations.

### Gain des APDs

La figure 3.11 présente un gain d'une APD en fonction de sa tension de polarisation. Pour des tensions inférieures à 50 V, les APDs ont un comportement analogue à celui des diodes PIN, et la réponse présente un plateau : celui-ci sert à normaliser le gain [15].

Pour un gain  $G=50$ , gain de fonctionnement au LHC, la dépendance avec la tension de polarisation est forte :

$$\frac{1}{G} \cdot \frac{dG}{dV} = 3,3 \% / V \quad (\text{gain } 50)$$

Le gain des APDs est également sensible aux variations de la température  $T$ . Il apparaît en effet qu'un échauffement de l'APD fait chuter la valeur du gain. Cela peut paraître surprenant si l'on considère qu'une plus grande agitation thermique favorise la création de paires électron-trou. Cependant, l'amplitude des vibrations du réseau cristallin augmente avec la température. Ainsi, les porteurs libres ont plus de difficultés à être accélérés par le champ électrique et par conséquent l'avalanche est plus facilement stoppée. Pour un gain de 50 nous avons la relation suivante :

$$\frac{1}{G} \cdot \frac{dG}{dT} = -2,2 \% / ^\circ C \quad (\text{gain } 50)$$

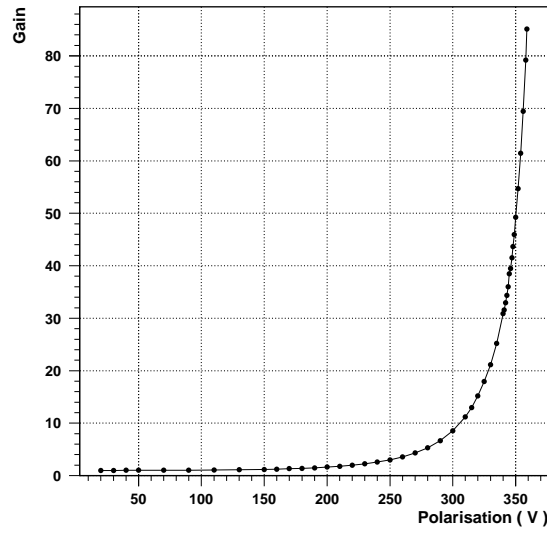


FIG. 3.11 – Gain en fonction de la polarisation inverse d'une APD [16].

### Le facteur d'excès de bruit

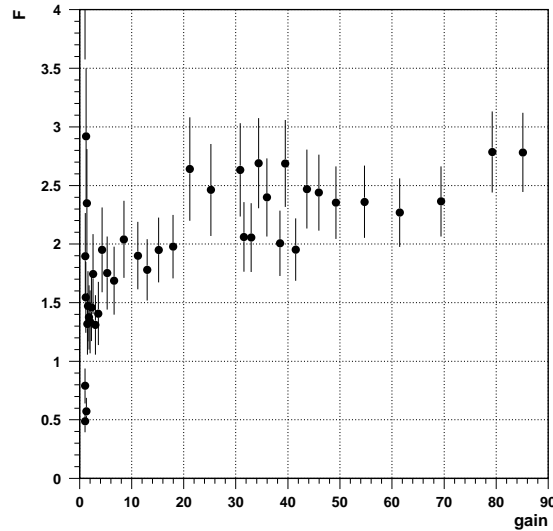


FIG. 3.12 – Variation du facteur d'excès de bruit [16].

Dans les APD le processus de multiplication par avalanche est un processus stochastique, menant à des fluctuations de la charge collectée. Ces fluctuations sont caractérisées par le facteur d'excès de bruit  $F$ , qui a pour effet d'élargir le signal donné par  $n$  électrons d'un facteur  $\sqrt{F/n}$ . A un gain de 50, la valeur typique pour des APD est 2. Le facteur d'excès de bruit dépend du gain ainsi que de l'amplification des électrons et des trous. Il peut être approximé par [17] :

$$F \simeq k \times G + \left(2 - \frac{1}{G}\right) \times (1 - k) \quad (3.5)$$

où  $k$  est le rapport des coefficients d'ionisation des trous et des électrons, et  $G$  représente le gain de l'APD.

### Capacité et efficacité quantique

La capacité des APDs évolue avec la polarisation : en effet la capacité dépend de la largeur de la zone de déplétion. Plus celle-ci est large, plus la capacité sera faible. Les APDs étant polarisées en inverse, la zone de déplétion sera d'autant plus large que la tension de polarisation sera plus grande. On a donc une forte capacité pour de faibles polarisations, cette capacité diminue à mesure que la tension augmente, et se stabilise à 80 pF quand la déplétion de la jonction PN est totale. Nous verrons plus tard que la capacité des APDs joue un rôle important dans le bruit électronique (contribution en  $C^2$ ) et donc sur la résolution du calorimètre à basse énergie. Elle doit être aussi faible que possible.

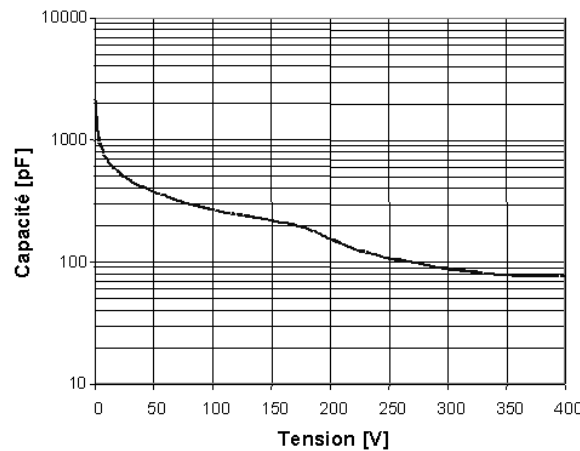


FIG. 3.13 – Variation de la capacité des APDs avec la tension de polarisation [18].

L'efficacité quantique représente le pourcentage de photons incidents sur l'APD, convertis en photoélectrons primaires donnant lieu au phénomène d'avalanche. L'efficacité quantique des APDs est représentée en fonction de la longueur d'onde des photons sur la figure 3.14.

Pour la longueur d'onde d'émission des cristaux de tungstate de plomb (420 nm) l'efficacité quantique est voisine de 75%

### Résistance aux radiations

Les détecteurs au LHC devront faire face à des fluences de l'ordre de  $10^{13}$  neutrons de plus de 100 keV par  $\text{cm}^2$  dans le tonneau et à des doses cumulées de plusieurs Mrads sur 10 ans. Le comportement des APDs doit donc être vérifié. En déplaçant les atomes du cristal de silicium, les neutrons vont créer des défauts en profondeur, ce qui causera une augmentation du courant d'obscurité inverse de la photodiode, et donc une augmentation du bruit électronique. Les photons induiront des dommages en surface qui pourront être à l'origine d'une diminution de l'efficacité quantique, donc d'une augmentation de l'erreur sur la calibration [19], [20].

En fait, de par leur très faible épaisseur efficace, les APDs sont particulièrement résistantes aux radiations et doivent survivre à toute la durée du LHC. Par résistantes aux radiations, nous entendons que leurs propriétés électriques restent inchangées malgré des doses équivalentes au double de celles attendues dans CMS (à l'exception inévitable de

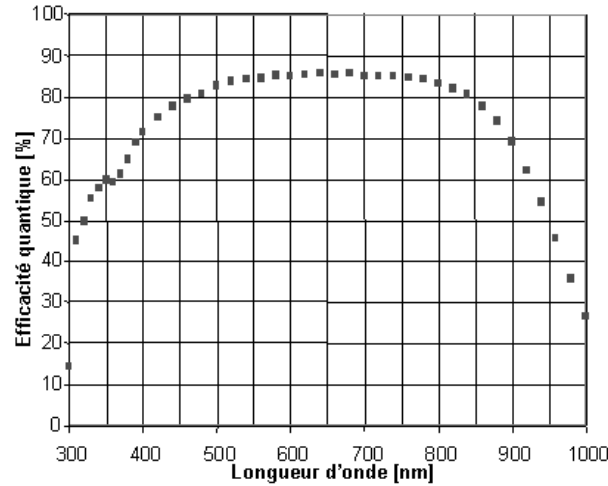


FIG. 3.14 – Variation de l'efficacité quantique des APDs en fonction de la longueur d'onde des photons incidents [18].

l'augmentation du courant d'obscurité). Quoiqu'il en soit, quelques pour cent des APDs sont endommagées ou même détruites par les irradiations ou l'échauffement (cela peut se manifester par une diminution de la tension de claquage, ou par des courants de fuite anormalement élevés). Afin de réussir un taux de fiabilité de 99,9% dans CMS, toutes les APDs sont testées et les plus faibles sont rejetées.

La procédure de sélection, appliquée à toutes les APDs, est la suivante [21] : irradiation avec une source gamma de  $^{60}\text{Co}$  pendant deux heures. Les APDs sont soumises à une dose de 5 kGy. Après une journée de récupération les courants d'obscurité et la tension de claquage sont mesurés, et une semaine plus tard les bruits à gain 1, 50, 150 et 300 sont mesurés. Enfin, les APDs sont chauffées, sous tension, à  $80^\circ\text{C}$  pendant quatre semaines. Il s'agit d'une façon de simuler le vieillissement accéléré correspondant à environ quatre ans de fonctionnement du LHC. Les courants d'obscurité sont alors à nouveau mesurés. De manière à valider cette sélection, une partie des APDs est testée deux fois. L'idée est que si la méthode employée est efficace, toutes les APDs "faibles" sont détectées au premier passage, et aucune de celles ayant réussi le premier test n'est rejetée au second. Le résultat de cette validation est positif : sur 834 APDs ayant réussi le premier test, seule une a échoué au second, ce qui implique une fiabilité proche des 99,9% requis. Enfin, sur les 221 rejetées lors du premier passage, 102 (46%) ont aussi échoué lors du deuxième test.

### Les phototriodes à vide (VPT)

Le niveau important de radiations dans les bouchons, de l'ordre de 5kGy par an, avec des fluences de neutrons de plus de 100 keV atteignant  $10^{15}$  neutrons/cm<sup>2</sup>, ne permet pas l'utilisation des photodiodes à avalanche ; toutefois, l'influence du champ magnétique étant réduite avec l'angle entre celui-ci et le système de détection, l'usage de tubes à vide peut être envisagé.

#### Principe de fonctionnement

Une photocathode semi-transparente est déposée sur la face interne d'une plaque d'entrée en verre résistant aux radiations. Une grille métallique, l'anode, est située à environ 4 mm de la photocathode, et une dynode réfléchissante est déposée sur une électrode plane,

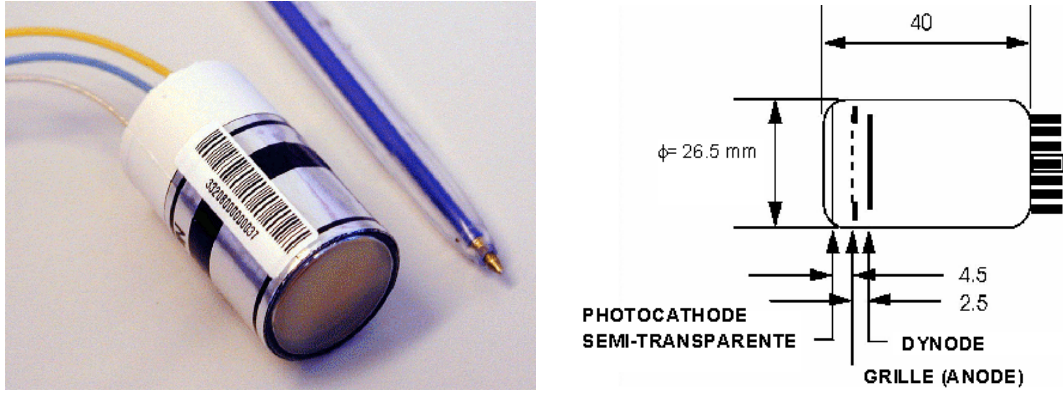


FIG. 3.15 – A gauche : Photographie d'une phototriode à vide. A droite : Schéma indiquant la structure interne d'une VPT (Vacuum PhotoTriode).

derrière l'anode. La photocathode est à la masse, l'anode opère à 1000 V et la dynode est polarisée à 800 V. Une part importante des photoélectrons libérés par la photocathode passe à travers l'anode et frappent la dynode, où se produisent les photoélectrons secondaires. Le facteur d'émission secondaire pour la dynode est de l'ordre de 20. Les électrons secondaires sont alors attirés par l'anode, une part significative d'entre eux est capturée. Les électrons restant produisent des électrons tertiaires sur la dynode, et ainsi de suite. Le gain effectif des VPT, représenté par le rapport électrons collectés sur l'anode / photoélectrons, est de l'ordre de 12 si le champ magnétique environnant est nul, et de 8 pour  $B=4T$ , si l'angle entre le champ et le photodétecteur est de  $15^\circ$ .

#### Facteur d'excès de bruit

Le facteur d'excès de bruit  $F$  d'une VPT est principalement lié à la transmission  $\epsilon$  de la grille. D'autre part il est naturellement influencé par les fluctuations du processus de multiplication, qui est un processus stochastique. on peut montrer que

$$F \simeq (1 + 1/G)/\epsilon$$

où  $G$  est le gain de la phototriode. Actuellement le facteur d'excès de bruit est l'ordre de 3.

#### Evolution du gain en fonction de la tension

Un des avantages de l'utilisation des VPTs à la place des photodiodes à avalanche est que leur gain est moins sensible aux variations des tensions d'alimentation appliquées. On a typiquement une dépendance  $\frac{1}{G}(dG/dV)$  inférieure à 0,1 % par volt. La figure 3.16 illustre le comportement du gain en fonction de la polarisation.

### 3.2.3 Présentation de l'électronique de lecture

Les contraintes sur l'électronique de lecture sont très fortes. Celle-ci doit être rapide, afin de pouvoir traiter les informations sur les collisions qui ont lieu toutes les 25 ns au LHC. D'autre part, en raison du faible rendement lumineux des cristaux de tungstate de plomb, elle devra composer avec de faibles rapports signal/bruit, et avoir une mesure de l'énergie extrêmement précise sur une gamme dynamique d'environ 95 dB. Le bruit doit être inférieur à 50 MeV par cristal dans la région centrale.

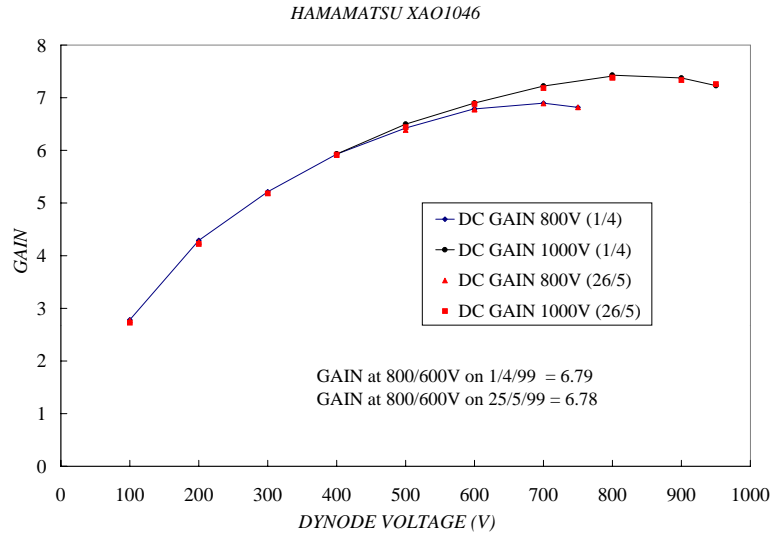


FIG. 3.16 – Evolution du gain d’une phototriode à vide en fonction de la tension appliquée à la dynode  $V_D$ , pour  $V_A = 800$  et  $1000$  V.

Les années 2002 et 2003 ont vu un changement important dans l’architecture de l’électronique de lecture du calorimètre électromagnétique de CMS. Dans l’ancienne architecture, chaque photodétecteur (APD ou VPT) délivrait son courant à un FPPA (Floating Point Pre-Amplifier), chargé de la compression du signal et de son amplification avant la numérisation, effectuée par un ADC. La “nouvelle solution”, choisie courant 2003, utilise à la place du FPPA un autre circuit, le MGPA (MultiGain PreAmplifier).

#### Electronique frontale équipée du FPPA

La chaîne électronique de lecture de chaque cristal comporte deux photodiodes à avalanche, montées en parallèle, un préamplificateur de transimpédance, un préamplificateur analogique à quatre gains (FPPA), un convertisseur analogique digital (ADC) 12 bits, un sérialiseur (GOL, “Giga Optical Link”) et une interface optique permettant la conversion des signaux numériques et signaux optiques. Tous ces éléments, à l’origine, devaient être montés sur une même carte. A chaque rangée de cristaux d’un sous-module (5 cristaux en  $\eta$ ) correspondait une carte d’électronique frontale (carte VFE, “Very Front End”). Cette carte comprenait les cinq FPPA, 5 convertisseurs analogique-numérique, ainsi que cinq sérialiseurs suivis des interfaces optiques et les fibres optiques associées. Toutes les informations étaient alors transportées vers les systèmes d’acquisition et de déclenchement situés dans une salle de comptage, à l’extérieur du détecteur (figure 3.17).

Cette approche, dans laquelle l’électronique de lecture était répartie à l’intérieur et à l’extérieur de détecteur, permettait de réduire le nombre de composants résistants aux radiations à développer et d’avoir une certaine flexibilité pour modifier en cas de besoin, au cours de l’expérience, le système de déclenchement et les algorithmes de sommation. Une des motivations pour choisir cette solution était la prévision de la baisse du prix des composants optiques dans les années à venir. En 2002, cette baisse n’ayant pas eu lieu, il est devenu nécessaire de choisir une nouvelle architecture. D’autre part, l’apparition de composants utilisant la technologie CMOS  $0.25 \mu\text{m}$  d’IBM, naturellement résistant aux radiations, a permis l’utilisation d’ASIC<sup>5</sup> sur le détecteur, pour un prix raisonnable. Dans la nouvelle architecture, présentée sur la figure 3.18, le système de déclenchement

<sup>5</sup>ASIC : Application Specific Integrated Circuit

de niveau 1, effectuant les sommations d'énergie sur 25 cristaux, est déplacé des salles de comptage au détecteur lui-même. Les données sont stockées jusqu'à la réception du signal de déclenchement, et alors seules les données intéressantes sont transférées. Seuls trois liens optiques (données, déclenchement et contrôle) sont utilisés, contre 27 dans l'ancienne architecture. Cette nouvelle solution a nécessité le développement d'une nouvelle carte FE, avec un nouvel ASIC (appelé FENIX, "Front End New Intermediate data eXtractor") en technologie  $0,25\ \mu\text{m}$ , chargé du déclenchement et de la transmission des données vers l'extérieur.

Cette architecture ne présente pas de réelle différence pour la physique par rapport à l'ancienne. Les FPPA et les ADC sont identiques, et les algorithmes de déclenchement de l'acquisition restent inchangés. En revanche, le principal défaut de cette architecture est le risque lié à la perte d'une fibre optique : un seul canal était affecté par cet incident, maintenant c'est une tour de déclenchement entière qui sera inutilisable. Cette architecture a été testée sous faisceau au CERN pendant l'été 2003.

Le second grand changement récent dans l'électronique de lecture du calorimètre électromagnétique est la remise en cause du FPPA. A l'origine, le FPPA représentait la solution idéale : un ADC, construit par Analog Device, remplissait parfaitement les conditions à une utilisation au LHC, en termes de fréquence d'échantillonnage et de résistance aux radiations. Son utilisation représentait alors le meilleur choix possible et le développement du FPPA a été nécessaire afin de pouvoir utiliser un ADC de 12 bits dans un système chargé de couvrir une gamme dynamique de 95 dB. Les premiers tests menés à l'IPN Lyon, en 2001, ont porté sur 1500 circuits, appelés FPPA2000. Les FPPA se sont montrés parfaitement fonctionnels en termes de temps de montée et de linéarité des quatre étages d'amplification. En revanche, des résistances et des capacités parasites entraînaient un bruit électronique important, qui atteignait quatre fois le niveau exigé par le cahier des charges. Une nouvelle version, le FPPA2001, a été alors élaborée, et les caractéristiques de cette nouvelle itération ont présenté d'importants progrès par rapport au FPPA2000. Le bruit, notamment, s'est montré trois fois moins élevé. Néanmoins, celui-ci restait supérieur au niveau précisé dans les spécifications. Après une sélection assez large, basée sur les fonctions essentielles du circuit (gains et alimentation) et sur le niveau de bruit électronique, le taux de succès des circuits s'est révélé assez faible, de l'ordre de 38%, ce qui impliquait une hausse sensible des coûts de fabrication. La collaboration CMS a alors décidé d'étudier la faisabilité d'un autre circuit, le MGPA, et d'un nouvel ADC.

### Electronique frontale équipée du MGPA

Le MGPA et l'ADC associé sont basés sur la technologie CMOS  $0,25\ \mu\text{m}$  d'IBM. Le développement du MGPA a été effectué par l'Imperial College de Londres, et l'ADC a été étudié et construit par le CERN et la firme Chipidea. Un préamplificateur est suivi de trois amplificateurs, de gains 1, 6 et 12. Les sorties sont envoyées en parallèle et numérisées par un ASIC composé de quatre ADC de 12 bits, développé lui aussi en technologie  $0,25\ \mu\text{m}$ . Ce circuit est également chargé du choix du gain optimal. La structure en est grandement simplifiée, en particulier parce qu'une seule alimentation est nécessaire, contre quatre dans le cas du FPPA. Le prix est en outre plus faible que celui des FPPA. D'autre part, le bruit électronique induit par les MGPA est de moins de 8000 électrons, ce qui est en accord avec les spécifications exigeant un bruit inférieur à 10 000 électrons. Enfin la consommation de courant est moindre.

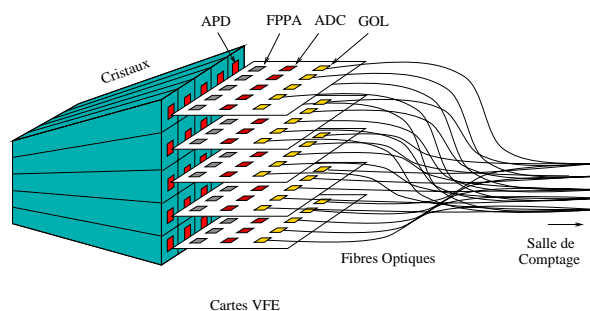


FIG. 3.17 – Ancienne architecture du système de lecture électronique. Chaque voie de la tour de 25 cristaux est reliée au système de déclenchement, situé à l'extérieur du détecteur, par des fibres optiques.

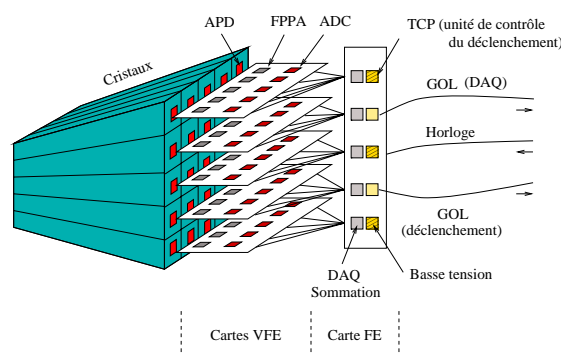


FIG. 3.18 – Nouvelle architecture du système de lecture électronique, toujours équipée de FPPA. Le système de déclenchement de niveau 1 est situé juste derrière les cartes VFE. Le nombre de fibres optiques utilisées a été fortement réduit.

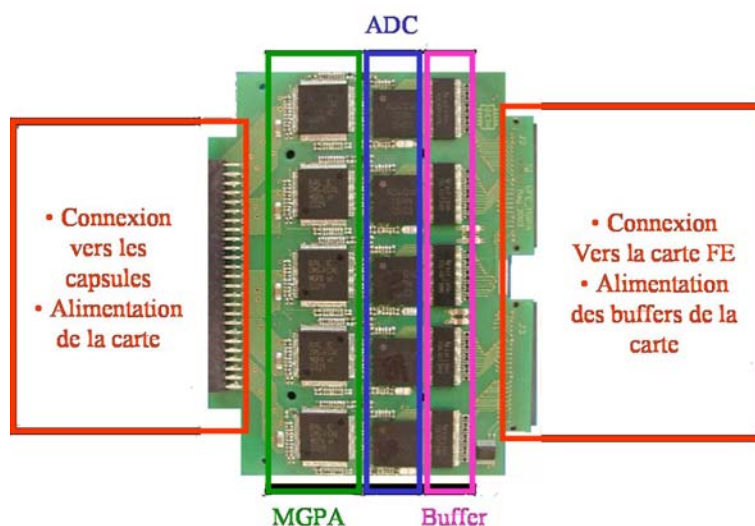


FIG. 3.19 – Nouvelle carte “Very Front End” du système de lecture électronique, équipée de MGPA.



### 3.3 Performances physiques du détecteur

La collaboration CMS a choisi de miser sur une calorimétrie électromagnétique de grande précision. D'importants signaux recherchés au LHC impliquent le calorimètre et il est nécessaire de mesurer précisément l'énergie et la position des photons et des électrons. Il est en particulier conçu pour être très compétitif pour la recherche du boson de Higgs dans sa désintégration en deux photons, ou dans la désintégration  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4 l$ . Dans le cas de la désintégration du boson de Higgs en deux photons, la résolution sur la masse invariante, cruciale pour extraire le signal du bruit de fond QCD, est donnée par la relation suivante :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma_{E_1}}{E_1} \oplus \frac{\sigma_{E_2}}{E_2} \oplus \frac{\sigma_\theta}{\tan(\theta/2)} \right) \quad (3.6)$$

où  $E_1$  et  $E_2$  représentent les énergies des deux photons issus de la désintégration du Higgs. Nous nous intéresserons dans cette partie aux différents paramètres intervenant dans la résolution en énergie.

#### 3.3.1 Résolution en énergie

La résolution en énergie d'un calorimètre est en général paramétrée par la relation suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (3.7)$$

##### Le terme stochastique a

Ce terme représente la capacité du milieu à contenir la gerbe électromagnétique. Dans le cas d'un calorimètre homogène il n'y a pas de contribution d'un quelconque échantillonnage et le terme stochastique est lié aux fluctuations affectant le dépôt d'énergie dans les cristaux. Si l'on considère qu'en moyenne, une énergie  $\epsilon$  est nécessaire à la création d'un photon lumineux dans le cristal, un dépôt  $E$  génèrera  $E/\epsilon \pm \sqrt{E/\epsilon}$  photons visibles.

D'autre part, l'utilisation des photodiodes à avalanche implique une contribution de celles-ci au terme stochastique. La contribution de la photostatistique s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{F}{N_{pe} \times E}} \quad (3.8)$$

$$a' = \sqrt{\frac{F}{N_{pe}}} \quad (3.9)$$

où  $F$  est le facteur d'excès de bruit de la photodiode à avalanche et  $N_{pe}$  le nombre de photoélectrons primaires par unité d'énergie. Le terme stochastique résulte de l'addition quadratique des deux contributions.

Des simulations Monte-Carlo d'une matrice de  $3 \times 3$  cristaux ont montré que les fluctuations dans le confinement latéral de la gerbe apportaient une contribution de  $2\%/\sqrt{E}$ . Le facteur d'excès de bruit des photodiodes à avalanche est de l'ordre de 2, et le nombre de photoélectrons primaires par MeV est de l'ordre de 10.

### Le terme constant $b$

Les qualités du scintillateur et de la calibration influent sur le terme constant. Les principales contributions à ce terme sont :

- Une collection longitudinale de la lumière non uniforme ;
- Une calibration entre cristaux erronée ;
- Des fuites d'énergie à l'avant, et surtout à l'arrière du cristal.

Il est très important que la collection de lumière soit uniforme. Des études portant sur le profil de la non uniformité [22], [23] montrent que l'intensité de lumière de scintillation dépend de la position de la gerbe dans le cristal. Il est important que la pente de la courbe correspondant à l'évolution du taux de lumière récoltée sur la face arrière, en fonction de la position de la gerbe, ne dépasse pas 0,35% dans la région où la gerbe est maximale (à une profondeur comprise entre 5 et 10 longueurs de radiation) pour conserver une contribution de moins de 0,3% sur le terme constant. A l'extrémité arrière du cristal, une légère pente montante permet de compenser les pertes d'énergie.

Le terme constant devient prépondérant à haute énergie, et doit être maintenu à 0,5% afin de ne pas trop pénaliser les performances du détecteur pour des signaux très énergiques, comme des désintégrations d'éventuels bosons  $Z'$ .

### Le terme de bruit $c$

La chaîne électronique de lecture est à l'origine d'un bruit gaussien, même en l'absence de dépôt d'énergie dans le calorimètre. Sa contribution diminue rapidement avec l'énergie. Ce dernier est essentiellement scindé en deux parties : le bruit parallèle et le bruit série [24].

**Le bruit série** comprend les contributions de la capacité et de la résistance série ( $R_s$ ) de la photodiode à avalanche. Son expression est donnée par :

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{série}} \propto \frac{C_T \sqrt{4kT(R_s + 1/g_m)}}{\sqrt{16\tau G N_{pe} E}} \quad (3.10)$$

où  $C_T$  est la capacité totale (photodiode à avalanche et préamplificateur),  $g_m$  est la transconductance du préamplificateur,  $\tau$  le temps de mise en forme, et  $G$  le gain de l'APD.

**Le bruit parallèle** fait intervenir le facteur d'excès de bruit  $F$  et les courants de surface ( $I_s$ ) et de volume ( $I_v$ ).

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_{\text{parallèle}} \propto \frac{\sqrt{2Q\tau(I_s/G + FI_v)}}{\sqrt{8N_{pe} E}} \quad (3.11)$$

Au bruit électronique vient alors s'ajouter le bruit dit d'empilement : à chaque croisement de faisceau, les nombreuses interactions inélastiques produisent de faibles dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. La distribution d'énergie déposée dans une matrice de  $5 \times 5$  cristaux est fortement piquée en dessous de 0,2 GeV mais possède une longue queue, pouvant atteindre jusqu'à 2 GeV. La dispersion de cette distribution est de 105 MeV pour  $\eta = 0,1$  et de 223 MeV pour  $\eta = 2,25$ . Ce bruit d'empilement vient s'ajouter quadratiquement au terme de bruit électronique. A haute luminosité, dans une matrice de 25 cristaux, il est estimé à 95 MeV pour  $\eta = 0$  et à 525 MeV pour  $\eta = 2$ . A basse luminosité le niveau de bruit d'empilement est trois fois plus faible.

La figure 3.20 indique les contributions des différents termes sur la résolution en énergie totale. On peut remarquer que le terme de bruit est le plus important à basse énergie, et qu'au dessus de 200 GeV la résolution en énergie est totalement dominée par le terme constant.

### 3.3.2 Protocole expérimental des tests en faisceau

Les supermodules testés pendant l'été 2003, SM0 et SM1, sont deux supermodules dont une partie de l'électronique de lecture diffère : l'un est équipé de FPPA, l'autre de MGPA. Ces deux détecteurs ont été testés sur la ligne de faisceau H4 au CERN.

#### La ligne de faisceau H4

La ligne de faisceau H4 est une ligne secondaire dérivée du faisceau de protons du SPS. Elle permet de transporter les particules secondaires issues des interactions des protons de 450 GeV avec une cible de béryllium. Les particules émises ( $e^+$ ,  $e^-$ ,  $\gamma$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\mu^+$ ,  $\mu^-$ ,  $K^+$ ,  $K^-$ ,  $p$ ,  $\bar{p}$  ...) sont séparées par un champ magnétique d'intensité variable selon le type de particules voulu. Cette séparation est assurée par l'aimant en tête de ligne. Les aimants B1 et B2 contrôlent l'émittance du faisceau primaire avant qu'il n'interagisse avec la cible T2. Les aimants B3 et B4 servent ensuite à diriger les particules secondaires de charge et d'impulsion choisies. Les particules non sélectionnées sont alors dirigées vers de grands blocs de plomb pour y être absorbées. La figure 3.21 illustre cette chaîne de production de particules.

La résolution en énergie de la ligne de faisceau est donnée sur la figure 3.22. Elle dépend de l'ouverture de certains collimateurs présents sur la ligne, appelés C3 et C8. Il est possible de l'estimer avec l'expression suivante [28] :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{C_3 \oplus C_8}{27} \% \quad (3.12)$$

où  $C_3$  et  $C_8$  sont en mm. Si  $C_3 = 1$  mm et  $C_8 = \sqrt{600/E(\text{GeV}) - 1}$  mm, la résolution en énergie a le comportement :

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0,5}{\sqrt{E}} + 0,0001 \% \quad (3.13)$$

La résolution en énergie reste inférieure à 0,2% pour les énergies usuelles et cette contribution sera négligée par la suite. D'autre part, on peut considérer que les faisceaux d'électrons utilisés au cours de nos tests sont purs, avec une contamination en pions de moins de  $10^{-3}$ .

#### Les supermodules SM0 et SM1

Durant l'été 2003 deux supermodules, SM0 et SM1, représentant chacun 1/36 ième du tonneau du calorimètre ont été testés. SM0, construit suivant les mêmes procédures que pour le détecteur final, disposait de 100 voies électroniques équipées sur 1700, ce qui correspondait à 4 tours de déclenchement de  $5 \times 5$  cristaux. Chaque tour de déclenchement était lue par 5 cartes VFE équipées de FPPA, et par une carte FE composée de 7 circuits FENIX. SM1 était construit de manière analogue à SM0, mais ne disposait que de 50 canaux équipés. Il disposait en outre des circuits MGPA à la place des FPPA sur les cartes

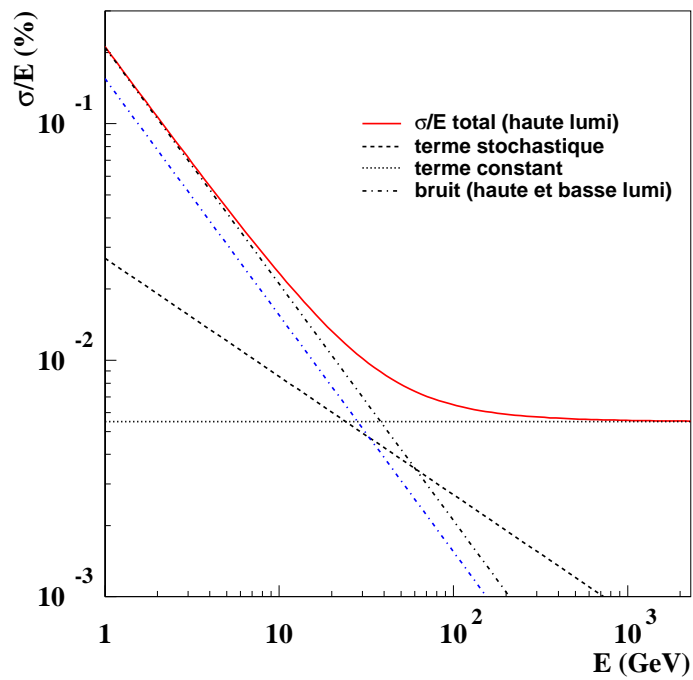


FIG. 3.20 – Contribution des termes stochastique, constant et de bruit à la résolution totale du calorimètre électromagnétique. [17]

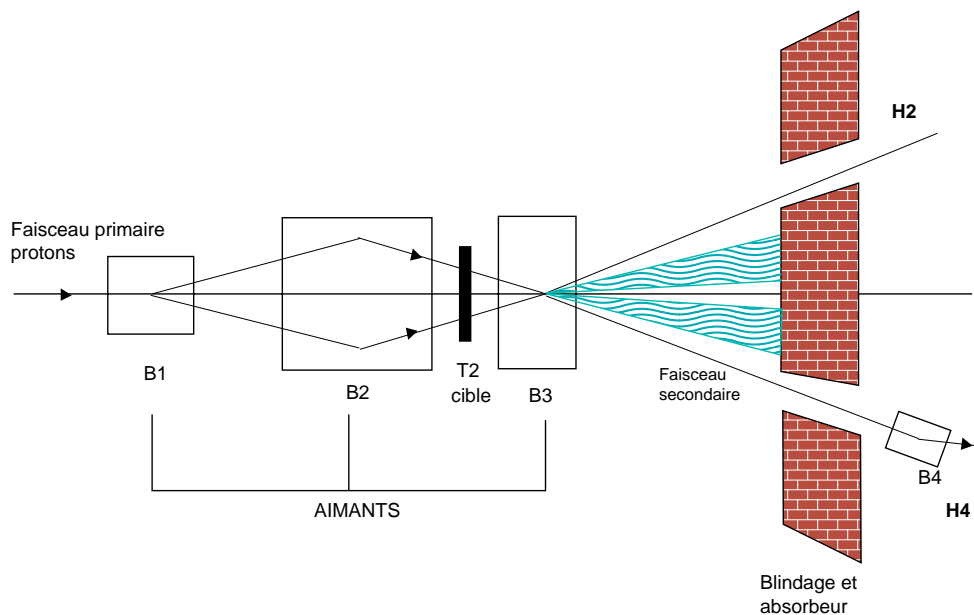


FIG. 3.21 – Schéma de principe de la station cible T2 servant à alimenter le faisceau secondaire H4.

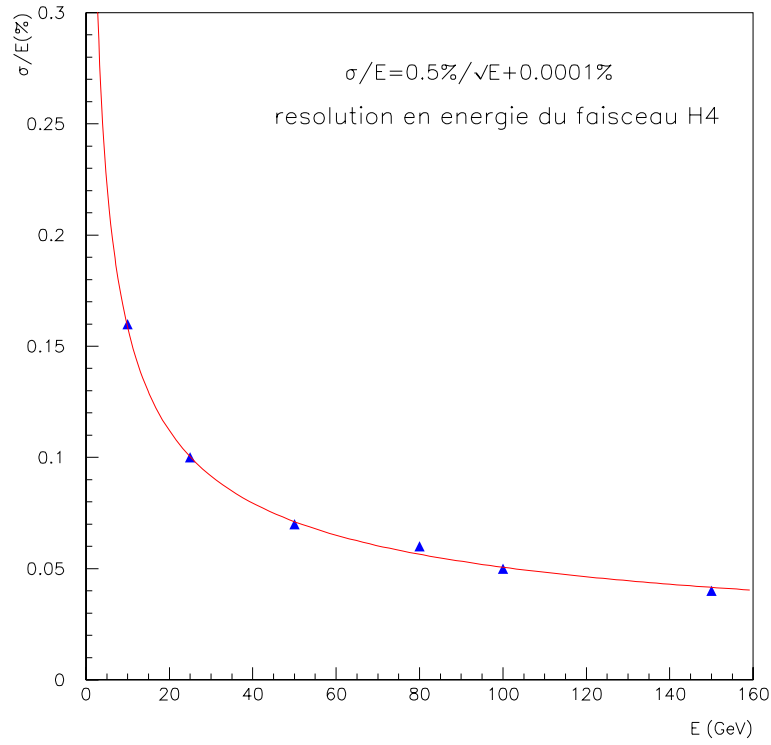


FIG. 3.22 – Resolution en énergie de la ligne de faisceau H4 [28].

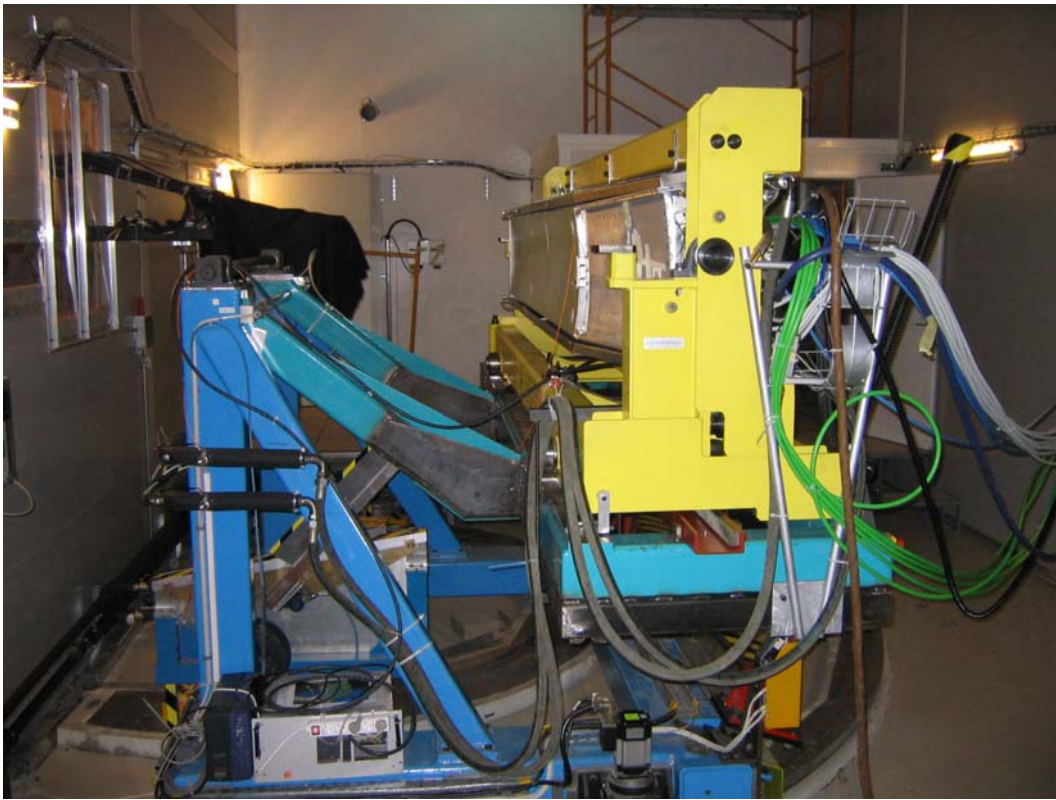


FIG. 3.23 – Le supermodule SM0 installé sur sa table tournante.

VFE. Pour les deux dispositifs, le système laser de suivi de la transparence des cristaux (utilisé pour corriger les effets d'irradiations massives) et le système d'alimentation en haute tension (chargé de polariser les APD) étaient identiques à ceux devant être montés sur le détecteur final. En septembre et octobre 2003, plus de 3000 runs de piédestaux, de réponses au laser et au faisceau ont eu lieu, produisant plus de 90 Giga-octets de données. Chaque dispositif a été monté sur une table tournante permettant d'orienter chaque cristal vers le faisceau. Les supermodules ont été placés de façon à ce que l'axe des cristaux et celui du faisceau réalisent un angle de 3 degrés en  $\eta$  et en  $\phi$ . Ainsi les conditions d'incidence de particules de l'expérience CMS (où les cristaux du ECAL sont désaxés en  $\eta$  et  $\phi$  par rapport au vertex) sont respectées. Deux hodoscopes à fibres scintillantes permettaient de déterminer la position du faisceau avec une précision de  $145\mu\text{m}$ .

### 3.3.3 Extraction du signal

Pour chaque canal, le signal est digitalisé à une fréquence de 40 MHz en 14 échantillons. A chaque échantillon est associée une valeur ADC (codée sur 12 bits) et la valeur du gain (codée sur 3 bits) utilisé par le FPPA ou le MGPA. Les deux premiers échantillons sont extraits avant le début de l'impulsion et peuvent éventuellement servir à une estimation événement par événement du piédestal. L'horloge de l'ADC à échantillonnage n'est pas synchronisée avec le faisceau, cependant le temps séparant le déclenchement du faisceau du coup d'horloge est directement mesurée par un convertisseur temps-numérique (TDC). Il est alors possible de tracer la forme de l'impulsion électronique en fonction du temps. La reconstruction de l'énergie déposée dans un cristal passe par la reconstruction de l'amplitude de l'impulsion associée au signal à partir des échantillons.

#### La méthode des poids

L'algorithme utilisé dans la reconstruction des amplitudes de chaque voie du calorimètre repose sur la technique du filtrage digital. Tous les échantillons contiennent une information sur les paramètres de la réponse d'une voie du détecteur : la hauteur du pic ainsi que le piédestal associé à la voie. Un estimateur de l'amplitude est donné par une somme pondérée des échantillons :

$$\tilde{A} = \sum_i w_i S_i \quad (3.14)$$

où  $\tilde{A}$  est l'estimateur de l'amplitude, les  $S_i$  sont les échantillons et les  $w_i$  les poids associés à chaque échantillon. En général, un échantillon  $i$ , correspondant à un temps  $t_i$ , peut être représenté par la relation suivante :

$$S_i = A f_i + b_i + p \quad (3.15)$$

où  $A$  est l'amplitude réelle,  $f_i$  est la fraction de l'amplitude attendue pour l'échantillon  $i$ ,  $b_i$  représente le bruit électronique, et  $p$  est le piédestal, considéré comme constant quelque soit  $i$ .

L'équation 3.14 utilise des poids devant donner un estimateur non biaisé et précis de l'amplitude réelle. Exiger un estimateur non biaisé ( $\langle \tilde{A} \rangle = A$ ) revient à imposer les contraintes suivantes :

$$\sum_i w_i f_i = 1 \quad \text{et} \quad \sum_i w_i = 0 \quad (3.16)$$

Enfin, demander un estimateur précis de l'amplitude réelle revient à minimiser la variance de  $\tilde{A}$ , donnée par :

$$\sigma_A^2 = \sigma_s^2 \sum_{i,j} w_i w_j \rho(t_i - t_j) \quad (3.17)$$

où  $\langle b_i b_j \rangle - \langle b_i \rangle \langle b_j \rangle = \sigma_s^2 \rho(t_i - t_j)$ .

Il est alors possible de minimiser cette variance tout en prenant en compte les contraintes de l'équation 3.16 en utilisant la méthode des multiplicateurs de Lagrange.

Considérons le cas de la mesure de  $n$  observables gaussiennes  $y_i$ , chacune affectée d'une erreur  $\sigma_i$ . S'il existe  $m$  relations (contraintes) entre ces observables, notées  $\vec{f}(y_n) = \vec{0}$ , alors le résultat de la mesure peut être amélioré en ajustant chacune des variables  $y_i$ , de manière à ce qu'elles vérifient les contraintes  $\vec{f}(y_i) = \vec{0}$  et minimisent un  $\chi^2$  :

$$\chi^2 = (\vec{y} - \vec{y}_0)^T V^{-1} (\vec{y} - \vec{y}_0), \quad (3.18)$$

$V$  étant la matrice de corrélation entre les variables,  $\vec{y}_0$  les variables mesurées et  $\vec{y}$  les variables ajustées.

Un moyen élégant de formuler le problème est de construire la variable  $Q$ , telle que

$$Q(\vec{y}, \vec{\lambda}) = (\vec{y} - \vec{y}_0)^T V^{-1} (\vec{y} - \vec{y}_0) + 2\vec{\lambda} \cdot \vec{f}(\vec{y}), \quad (3.19)$$

puis de minimiser  $Q$  par rapport aux variables ajustées.

Dans le cas de la détermination des poids optimaux, la variable  $Q$  est, en tenant compte des contraintes de 3.16 :

$$Q = \sigma_A^2 - 2\lambda \left( \sum_i w_i f_i - 1 \right) - 2\gamma \left( \sum_i w_i \right), \quad (3.20)$$

et elle est minimisée par rapport aux  $w_i$ , ce qui conduit à l'expression :

$$M\vec{W} - \lambda\vec{F} - \gamma\vec{1} = 0. \quad (3.21)$$

Dans cette expression  $M$  est la matrice de covariance décrivant les corrélations entre les échantillons. Les autres quantités sont :

$$\vec{W} = \begin{pmatrix} w_1 \\ \vdots \\ w_n \end{pmatrix}, \quad \vec{F} = \begin{pmatrix} f_1 \\ \vdots \\ f_n \end{pmatrix}, \quad \vec{1} = \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix}$$

Les quantités  $\lambda$  et  $\gamma$  peuvent alors être déterminées si l'on utilise les contraintes  $\vec{W} \cdot \vec{F} = 1$  et  $\vec{W} \cdot \vec{1} = 0$  :

$$\begin{pmatrix} (M^{-1}\vec{F}) \cdot \vec{F} & (M^{-1}\vec{1}) \cdot \vec{F} \\ (M^{-1}\vec{F}) \cdot \vec{1} & (M^{-1}\vec{1}) \cdot \vec{1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

On peut alors extraire l'ensemble optimal de poids  $\vec{W}$  en injectant  $\lambda$  et  $\gamma$  dans l'équation 3.21. Dans le cas le plus simple, où le piédestal a déjà été soustrait et où il n'y a pas de corrélation entre les échantillons, les poids sont donnés par :

$$w_i = \frac{f_i}{\sum_i f_i^2}$$

Si le piédestal reste un paramètre libre, les poids pour les  $n$  échantillons sont :

$$w_i = (\lambda f_i + \gamma), \quad \text{avec} \quad \lambda^{-1} = \sum_i f_i^2 - (\sum_i f_i)^2/n \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{-\lambda \sum_i f_i}{n}$$

### Reconstruction de la forme de l'impulsion

Comme nous pouvons le remarquer dans les relations 3.14 et 3.15, la reconstruction par la méthode des poids repose sur la connaissance précise de la forme de l'impulsion ainsi que du temps nécessaire à l'obtention de la réponse maximale de la voie considérée. La figure 3.24 présente l'impulsion issue de la réponse du détecteur à un électron, ainsi que les paramètres utilisés dans l'ajustement de celle-ci. La fonction utilisée est de la forme :

$$f(t) = \begin{cases} \left( \frac{(t - (T_{max} - T_{montee}))}{T_{montee}} \right)^\alpha e^{-\alpha \left( \frac{(t - T_{max})}{T_{montee}} \right)} & \text{si } t > (T_{max} - T_{montee}) \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases}$$

La forme de l'impulsion est décrite par  $T_{montee}$  et  $\alpha$ , et  $T_{max}$  définit la position temporelle du pic par rapport au déclenchement. Ces paramètres sont obtenus en ajustant la forme moyenne de l'impulsion de tous les cristaux. La région utilisée dans l'ajustement est celle de l'échantillon représentant la réponse la plus élevée, et 5 échantillons en tout sont utilisés.

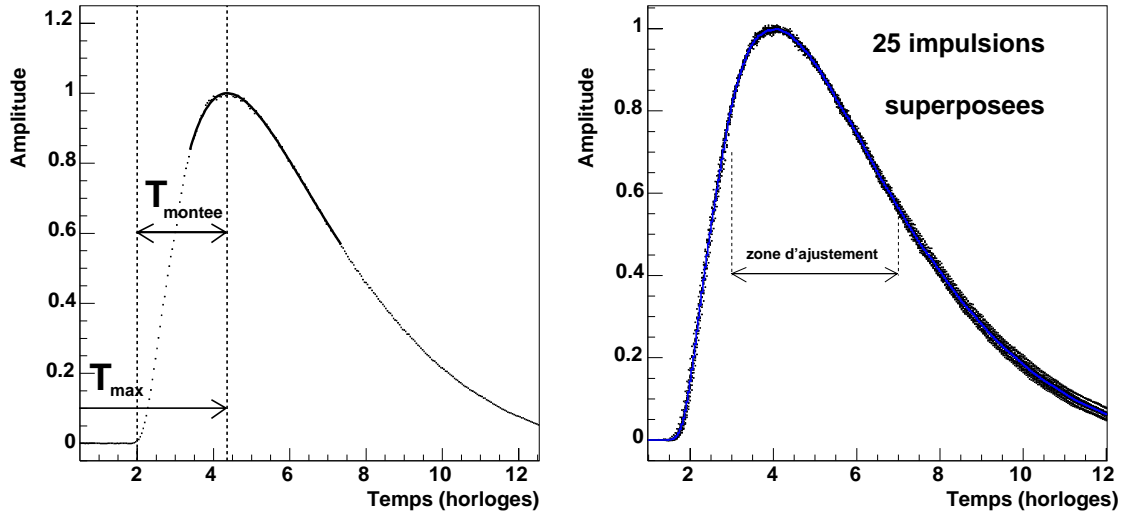


FIG. 3.24 – Représentation des paramètres utilisés dans l'ajustement représentant la forme de l'impulsion. [29]

#### 3.3.4 Détermination du bruit électronique

Chaque voie du calorimètre électromagnétique possède un terme de bruit intrinsèque, et un terme en commun avec d'autres cristaux, le bruit corrélé, qui apparaît lors de la sommation des énergies lues par plusieurs cristaux. L'estimation du bruit électronique est en principe la première étape de la détermination des différents termes de la résolution en énergie. Le bruit intrinsèque est donné par la largeur du piédestal du cristal considéré. En absence de bruit corrélé, le bruit s'additionnant quadratiquement, nous devons observer pour une matrice de neuf cristaux un bruit trois fois plus grand que pour un cristal seul. La figure 3.25 indique l'estimation du bruit associé à une matrice de neuf cristaux du SM0. Sur ce graphique on estime l'amplitude de l'impulsion de chaque canal en l'absence de signal, puis on somme les amplitudes sur 9 cristaux. Le fait que le signal reconstruit soit centré sur zéro indique que la méthode de reconstruction est non-biaisée.



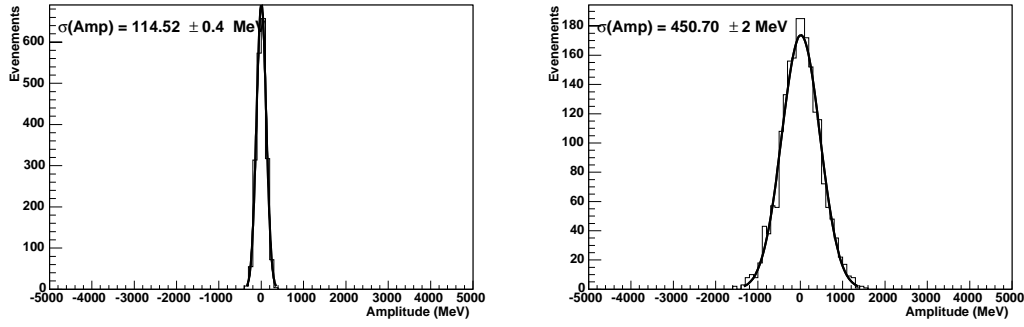


FIG. 3.25 – *Bruits estimés à partir du piédestal d'un cristal (à gauche) et d'une matrice de neuf cristaux (à droite) du supermodule SM0, équipé de FPPA.*

### 3.3.5 Résolution en énergie

La reconstruction de l'énergie, de par l'extension transversale de la gerbe électromagnétique, doit faire intervenir plusieurs cristaux dont les énergies seront additionnées. La résolution en énergie dépendra alors du nombre de cristaux utilisés dans la reconstruction des particules. Nous utiliserons des matrices de  $3 \times 3$  cristaux centrées autour du cristal ayant reçu le maximum d'énergie. Ce choix représente un compromis entre la nécessité de contenir la gerbe électromagnétique le plus possible (et donc d'utiliser un grand nombre de cristaux dans la reconstruction), et celle de maintenir le bruit électronique à un niveau raisonnable. Une coupure sur les hodoscopes est effectuée de façon à ne sélectionner que les particules incidentes dans une fenêtre de  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  autour de la position donnant lieu à un dépôt maximal d'énergie. Les particules ainsi choisies sont éloignées des espaces inter-cristaux et les réponses associées à celles-ci suivent un comportement gaussien. La figure 3.26 indique les coupures appliquées sur la position d'incidence des particules, et la figure 3.27 illustre les distributions d'énergies lues avec et sans coupure sur la position.

Pour l'évaluation du niveau de bruit du supermodule équipé de FPPA, des séries de mesures de piédestaux ont eu lieu. La relative stabilité des piédestaux a en outre permis de mesurer ceux-ci durant des runs dédiés, au cours desquels les 14 échantillons recueillis ont été utilisés. Le bruit électronique s'appliquant à une matrice de  $3 \times 3$  cristaux a ainsi été évalué à 450 MeV (voir figure 3.25). D'autre part, les piédestaux mesurés ont été utilisés dans la reconstruction des impulsions, et ainsi seule l'amplitude des signaux a dû être reconstruite par un ajustement. Les résultats obtenus pour la configuration FPPA sont présentés sur la figure 3.28.

La même méthode a ensuite été utilisée pour l'obtention des performances du supermodule équipé de MGPA : le bruit intrinsèque d'un canal a été évalué à 47 MeV, et celui d'une matrice de 9 cristaux à 227 MeV. Si l'on reconstruit à partir de cette valeur le bruit associé à chaque cristal, on obtient un bruit par canal de 76 MeV, ce qui indique la présence d'un fort bruit corrélé. Les résultats d'une première estimation de la résolution en énergie, sans traitement du bruit corrélé, sont présentés sur la figure 3.29.

### 3.3.6 Traitement du bruit, corrélations entre voies

Afin d'observer plus en détail les apparentes corrélations entre les voies, la matrice d'erreur a été construite à partir des coefficients de corrélation des voies pour chaque échantillon d'une série de mesure. Le coefficient de corrélation de deux voies  $k$  et  $l$  pour

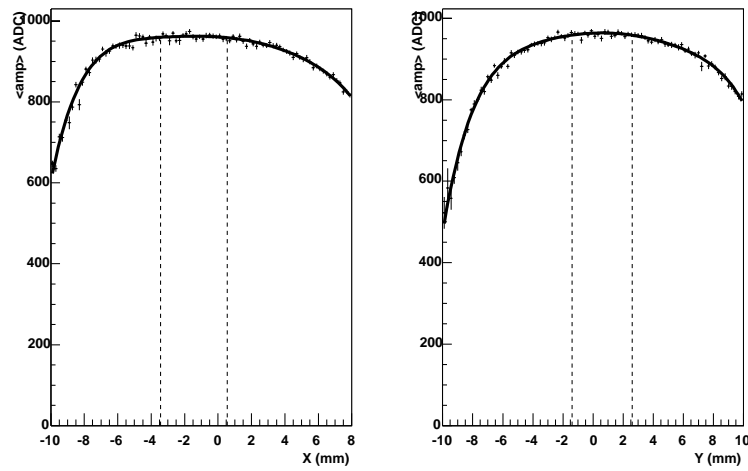


FIG. 3.26 – Illustration du profil du dépôt d'énergie ainsi que des coupures en position appliquées.

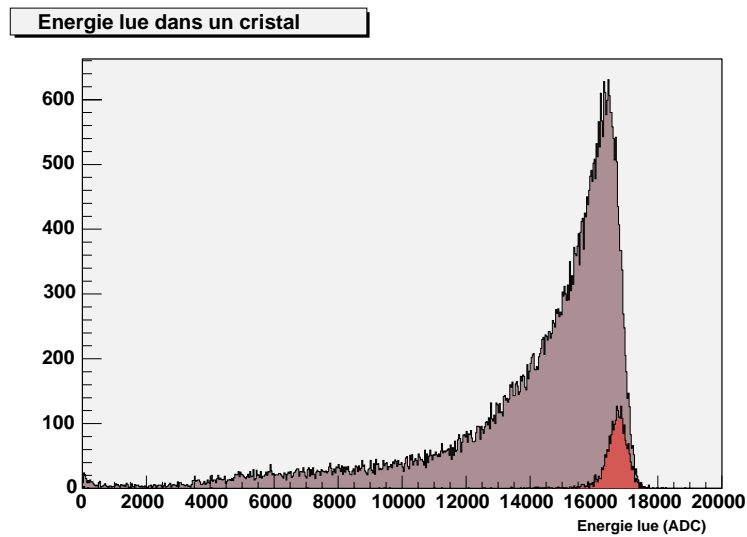


FIG. 3.27 – Energie déposée, en coups ADC, dans un cristal du supermodule, avec et sans coupure sur la position des particules dans les hodoscopes.

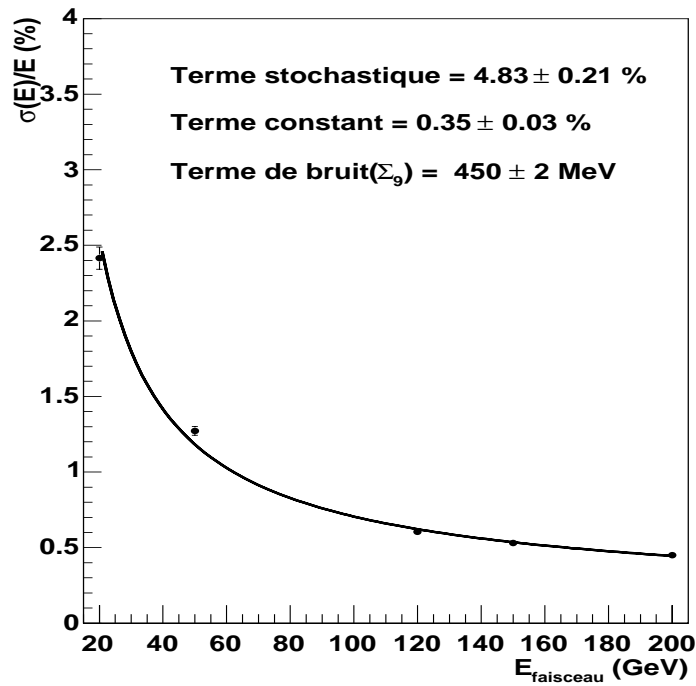


FIG. 3.28 – Résolution en énergie d’une matrice de  $3 \times 3$  cristaux du supermodule SM0, équipé de FPPA.

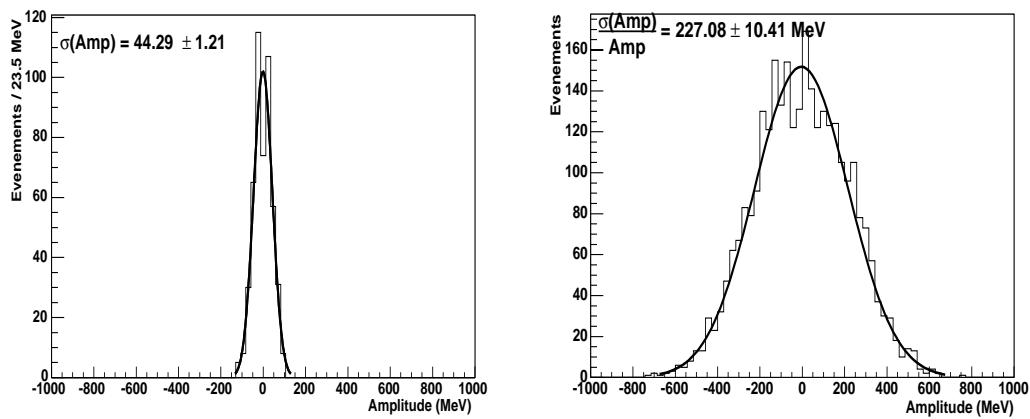


FIG. 3.29 – Estimations du bruit associé à un canal (à gauche) et du bruit présent dans une matrice de 9 cristaux (à droite) du supermodule SM1, équipé de MGPA.

un nombre  $N$  d'échantillons utilisés, est donné par :

$$\rho_{total,kl}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S_{ik} S_{il} - \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N S_{ik} \sum_{j=1}^N S_{jl} \quad (3.23)$$

La figure 3.30, indiquant les corrélations spatiales dans le SM1, montre qu'en effet une corrélation moyenne de l'ordre de 15 % est présente entre les canaux de lecture.

Le bruit a alors été scindé en deux lors de son traitement, et les bruits corrélés à haute fréquence ainsi qu'à basse fréquence ont été considérés. La figure 3.31 indique les corrélations pour ces deux types de bruit. On peut se rendre compte qu'à haute fréquence celles-ci sont quasiment nulles, et qu'à basse fréquence elles sont de l'ordre de 30 %. D'autre part, les corrélations sont uniformes sur l'ensemble du SM1 : tout le détecteur oscille de manière cohérente. Le traitement de ce type d'oscillation passe par l'abandon de l'utilisation des runs pedestaux pour l'évaluation du piedestal d'un événement. Il est en effet possible d'évaluer la valeur du piedestal à chaque événement, lors de l'ajustement, si celle-ci représente un paramètre libre lors du traitement de la réponse du détecteur.

Les évolutions d'événement en événement sont alors prises en compte et les corrélations entre cristaux observées disparaissent. La figure 3.32 présente la résolution en énergie d'une matrice de 9 cristaux avant et après ce traitement.

Le tableau 3.2 compare les valeurs des paramètres de résolution en énergie obtenues pour le SM1 avec les prérequis de CMS.

Contribution	Prérequis ECAL	SM1
Terme stochastique	$2,7\%/\sqrt{E}$	2,93
Terme constant	0,55 %	0,40%
Bruit électronique	150 MeV	129 MeV

TAB. 3.2 – Comparaison des performances du SM1 avec les prérequis de CMS, pour une reconstruction des énergies sur des matrices de neuf cristaux.

## Conclusions

Nous avons pu constater dans ce chapitre la complexité et l'aspect ambitieux de la construction du calorimètre électromagnétique de CMS. Des années de recherche et développement ont finalement abouti aux détecteurs ayant subi les tests sous faisceau en 2003. Le supermodule SM1, équipé de circuits MGPA, a rempli les critères de performances du ECAL. Ce système a été adopté comme dispositif final. Les choix technologiques concernant la calorimétrie électromagnétique de CMS ont donc été arrêtés, et le détecteur est en pleine phase de construction, afin d'être opérationnel pour le démarrage du LHC en 2007.

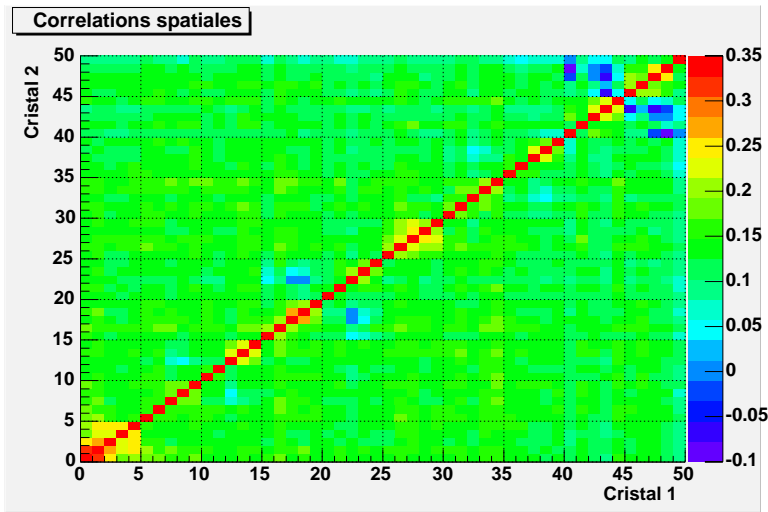


FIG. 3.30 – *Corrélations entre les cristaux du SM1 durant une série de prise de données de piédestaux.*

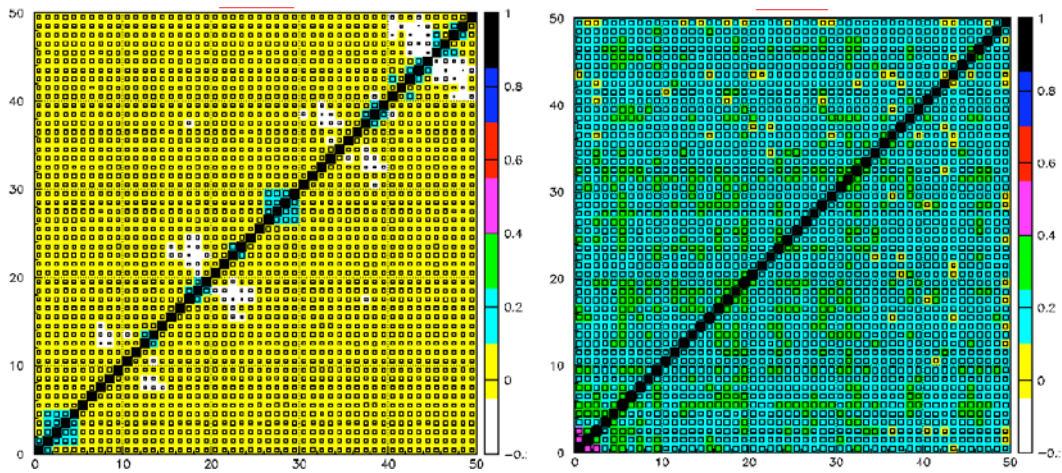


FIG. 3.31 – *Corrélations correspondant aux bruits haute fréquence (à gauche) et basse fréquence (à droite) [25].*

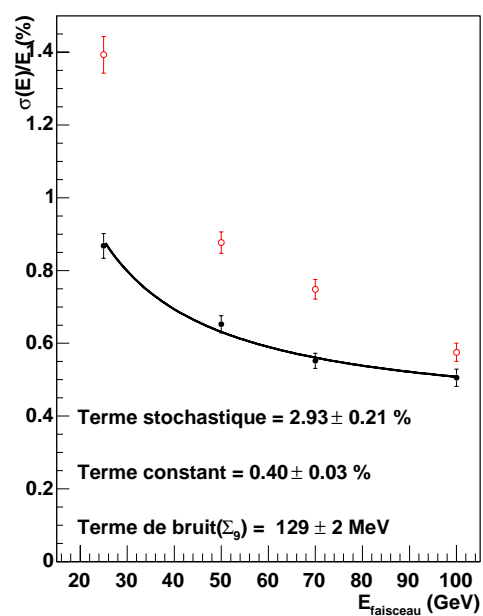


FIG. 3.32 – Résolution en énergie obtenue avec une matrice de 9 cristaux sur le SM1 équipé de MGPA. Les points obtenus sans traitement du bruit sont rappelés.



# Bibliographie

- [1] D.E. Groom et al., *Review of Particle Physics*, The European Journal **C15** (2000) 1.
- [2] M.J. Berger et S.M. Seltzer, *Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons*, National Aeronautics and Space Administration Report NASA-SP-3012, Washington DC 1964.
- [3] B. Rossi, *“High Energy Particles”*, (Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, NJ, 1952).
- [4] B. Adeva *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **A287**, 35 (1990).
- [5] F.A. Kröger, *Some aspects of the luminescence of solids*, Elsevier, 1948.
- [6] W. van Loo, *Luminescence of lead molybdate and lead tungstate*, Phys. Stat. Sol. 28 (1975) 225-227.
- [7] M. Kobayashi, M. Ishii et H. Yahagi, *Scintillation characteristics of PbWO<sub>4</sub> single crystals at room temperature*, Nucl. Instr. and Meth. A **333** (1993) 429-431.
- [8] V.G. Baryshevsky et al., *Single crystal of tungsten compounds as promising materials for the absorption detectors of e.m. calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **322** (1992) 231-234.
- [9] O.V. Buyanov et al., *A first electromagnetic calorimeter prototype of PbWO<sub>4</sub> crystals*, Nucl. Instr. and Meth. A **349** (1994) 62.
- [10] E. Auffray et al., *Lead tungstate (PbWO<sub>4</sub>) scintillators for LHC EM calorimetry*, CMS TN/94-308 (1994).
- [11] CMS collaboration, *CMS the electromagnetic calorimeter project*, technical design report, CERN/LHCC 97-33.
- [12] F. Cavallari, *Progress on avalanche photodiodes as photon detectors for PbWO<sub>4</sub> crystals in the CMS experiment*, CMS CR 1997/10.
- [13] Franck Martin, *Contribution à la lecture des cristaux du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS au LHC*, thèse UCBL, 1998.
- [14] J.C. Vanel, *Etude et caractérisation de photodiodes à avalanche en silicium pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS*, thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble I, 1997.
- [15] A. Karar et al, *Characterization of avalanche photodiodes for calorimetry application*, Nucl. Instr. and Meth. A **428** 413 (1999).
- [16] O. Ravat et N. Perrin, *Etude et tests des photodiodes à avalanche pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS au LHC*, Stage de licence de physique, IPNL, 1999.
- [17] Collaboration CMS, *The Electromagnetic Calorimeter Project Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33 (1997).
- [18] Q. Ingram, *Avalanche Photodiodes (APD) for the CMS Electromagnetic Calorimeter (ECAL)*, HEP 2001.



- 
- [19] E. Longo, *Avalanche Photodiodes for the CMS Electromagnetic Calorimeter*, CMS CR 1998/002.
  - [20] S.Baccaro et al., *Radiation damage effect on Avalanche Photodiodes*, CMS CR 1998-010.
  - [21] Q. Ingram et al., *Radiation hard avalanche photo-diodes for the CMS detector*, CMS CR 2003/043.
  - [22] D.J. Graham et C. Seez, *Simulation of longitudinal light collection uniformity in PbWO<sub>4</sub> crystals*, CMS Note 1996/002 (1996).
  - [23] C. Markou, *Optimization of the longitudinal light collection uniformity in the CMS endcap calorimeter*, CMS Note 1997/048 (1997)
  - [24] P. Denes, *Silicon avalanche photodiode readout for CMS ECAL*, 1996.
  - [25] Marc Dejardin, présentation CMS du 19 novembre 2003.
  - [26] S.Baccaro et al., *APD properties and recovery from radiation damage*, CMS NOTE 1997/030.
  - [27] C. Charlot, *Electromagnetic shower parametrization in CMSIM*, CMS TN 94/312.
  - [28] P. Grafström, *The Momentum Resolution of the H<sub>4</sub> Beam for secondary Beams in Filter Mode Optics*, CERN-SL-Note 97-81 (EA).
  - [29] P.Paganini, I. van Vulpen, *Pulse amplitude reconstruction in the CMS ECAL using the weight method*, Note CMS en préparation.

## Chapitre 4

# La production associée de $H \rightarrow \gamma\gamma$ : simulation et reconstruction

### 4.1 Introduction

Nous avons pu remarquer dans le premier chapitre que les mesures de précision effectuées sur différentes expériences privilégient un boson de Higgs relativement léger. Bien qu'il ait déjà été démontré que le LHC sera en mesure de découvrir un boson de Higgs léger, il est important de s'assurer de sa visibilité dans le plus de canaux possible afin de pouvoir confirmer une observation, et éventuellement de mesurer ses couplages aux bosons de jauge en vue de les confronter aux prédictions du Modèle Standard. D'autre part, la production associée du boson de Higgs permet de localiser aisément le vertex de l'interaction et ainsi de reconstruire la masse de manière plus précise. Enfin nous avons remarqué que la production associée était moins sensible aux corrections supersymétriques que la production par fusion de gluons. Dans le cadre du MSSM, ce canal est considéré comme un canal "de secours", permettant de découvrir un boson de Higgs même en cas de fort mélange dans le secteur des stops. Le diagramme de Feynman correspondant à la production associée d'un boson de Higgs avec un boson W est présenté sur la figure 4.1.

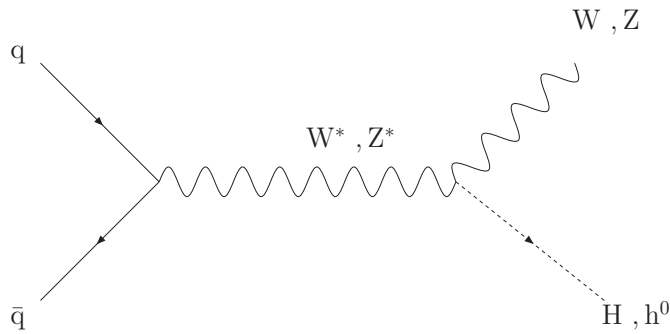


FIG. 4.1 – *Diagramme correspondant à la production associée de boson de Higgs avec un boson de jauge.*

Nous décrivons dans ce chapitre les outils utilisés pour la génération des événements physiques et le calcul de leurs sections efficaces.

Pour la génération des événements physiques, les générateurs CompHEP [1] et Pythia [2] ont été utilisés.

## 4.2 Sections efficaces de production

Les sections efficaces de production pour le signal ont été obtenues au deuxième ordre avec le programme V2HV [4], pour le modèle standard et le MSSM. V2HV est un outil permettant de calculer les sections efficaces de production de bosons de Higgs auprès de collisionneurs de hadrons. Les sections efficaces sont calculées au deuxième ordre et sont indiquées sur les figures 4.2 et 4.3.

Afin d'évaluer le rapport des sections efficaces entre le calcul au premier ordre et celui au deuxième ordre, les mêmes processus ont été générés avec CompHEP (qui calcule les éléments de matrice au premier ordre), et les sections efficaces ont été comparées. Les corrections du deuxième ordre représentent environ 30 % de la section efficace. Un facteur "K" de 1,33 sera appliqué sur les sections efficaces obtenues avec le générateur CompHEP pour le signal et le bruit de fond irréductible incluant des bosons  $W^\pm$ , et une correction de 1,27 sera appliquée au signal et aux fonds impliquant des bosons  $Z^0$ .

Les rapports d'embranchement du boson de Higgs en deux photons ont été calculés avec le programme HDECAY [5]. Comme les sections efficaces de production, ceux-ci ont été calculés au deuxième ordre. Ceux des bosons de jauge en leptons sont  $\text{Br}(W \rightarrow e\nu) + \text{Br}(W \rightarrow \mu\nu) = 21,2\%$ , et  $\text{Br}(Z \rightarrow e^+e^-) + \text{Br}(Z \rightarrow \mu^+\mu^-) = 6,73\%$  [3]. Les tables 4.1 et 4.2 résument les sections efficaces totales attendues ainsi que le nombre d'événements attendus par an au LHC en période de haute luminosité ( $\int \mathcal{L} dt = 100 \text{ fb}^{-1}$ ).

$M_H \text{ (GeV/c}^2\text{)}$	V2HV (NLO)	CompHEP (LO)	K-Facteur	$\text{Br}(H \rightarrow \gamma\gamma)$	événements $\gamma\gamma l\nu$ /an à H.L.
115	2,074 ( $\pm 0,04 \%$ )	1,556 ( $\pm 0,13 \%$ )	1,33	$2,064 \times 10^{-3}$	90,75
120	1,819 ( $\pm 0,05 \%$ )	1,362 ( $\pm 0,13 \%$ )	1,34	$2,187 \times 10^{-3}$	84,34
125	1,603 ( $\pm 0,04 \%$ )	1,200 ( $\pm 0,13 \%$ )	1,34	$2,246 \times 10^{-3}$	76,33
130	1,414 ( $\pm 0,04 \%$ )	1,062 ( $\pm 0,13 \%$ )	1,33	$2,227 \times 10^{-3}$	66,76
135	1,252 ( $\pm 0,03 \%$ )	0,938 ( $\pm 0,13 \%$ )	1,33	$2,124 \times 10^{-3}$	56,38
140	1,115 ( $\pm 0,03 \%$ )	0,836 ( $\pm 0,13 \%$ )	1,33	$1,941 \times 10^{-3}$	45,88
145	0,992 ( $\pm 0,03 \%$ )	0,746 ( $\pm 0,13 \%$ )	1,33	$1,693 \times 10^{-3}$	35,60
150	0,889 ( $\pm 0,05 \%$ )	0,668 ( $\pm 0,13 \%$ )	1,33	$1,391 \times 10^{-3}$	26,22

TAB. 4.1 – Sections efficaces (en pb) pour la production d'événements  $WH$  à  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ , ainsi que le nombre d'événements  $WH \rightarrow \gamma\gamma l\nu$  attendus aux LHC après un an de haute luminosité.

## 4.3 Génération du signal

Le programme CompHEP a été utilisé pour la génération des quadri-vecteurs représentant le signal. Dans une première étape, le générateur procède à la sélection des deux partons initiaux dont l'interaction produira le signal. Leur quantité de mouvement est choisie à partir des fonctions de structure du proton, qui fournissent la probabilité pour qu'un quark ou un gluon emporte une fraction  $x$  de l'impulsion du proton, pour un processus à l'échelle d'énergie  $Q^2$ . Le jeu de fonctions de structure choisi a été CTEQ5L [6]. La contribution des quarks de saveurs lourdes a été prise en compte, étant donné qu'elle représente 21% des événements (un exemple concernant la production d'événements  $q\bar{q}' \rightarrow W^- H \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \gamma\gamma$  est donné dans le tableau 4.3).

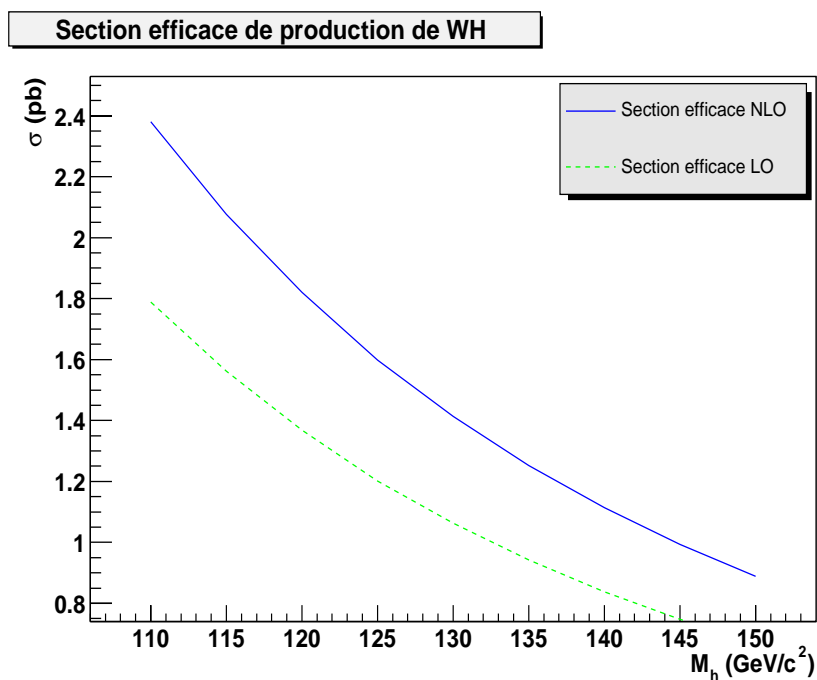


FIG. 4.2 – Sections efficaces de production  $WH$  dans le cadre du modèle standard, au premier ordre en pointillés, et au deuxième ordre en trait plein.

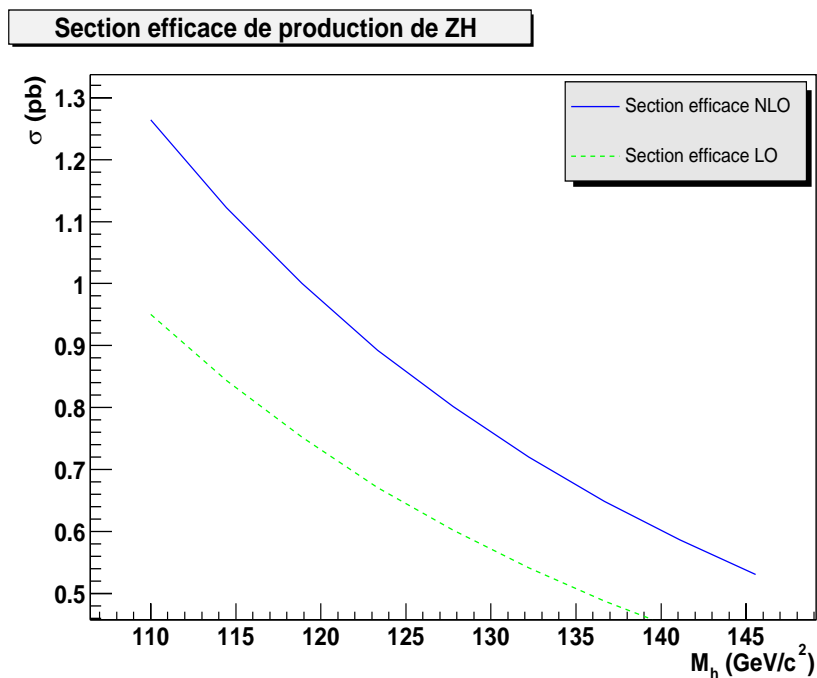


FIG. 4.3 – Sections efficaces de production  $ZH$  dans le cadre du modèle standard, au premier ordre en pointillés, et au deuxième ordre en trait plein.

$M_H$ (GeV/ $c^2$ )	V2HV (NLO)	CompHEP (LO)	événements $\gamma\gamma l^+ l^-$	
			K-Facteur	/an à H.L.
115	$1,106 \pm 0,04$ %	$0,871 \pm 0,13$ %	1,26	15,36
120	$0,973 \pm 0,05$ %	$0,766 \pm 0,13$ %	1,26	14,32
125	$0,857 \pm 0,04$ %	$0,675 \pm 0,13$ %	1,26	12,95
130	$0,759 \pm 0,04$ %	$0,598 \pm 0,13$ %	1,27	11,38
135	$0,675 \pm 0,03$ %	$0,529 \pm 0,13$ %	1,27	9,65
140	$0,601 \pm 0,03$ %	$0,473 \pm 0,13$ %	1,27	7,85
145	$0,537 \pm 0,03$ %	$0,422 \pm 0,13$ %	1,27	6,12
150	$0,482 \pm 0,05$ %	$0,376 \pm 0,13$ %	1,28	4,51

TAB. 4.2 – Sections efficaces (en pb) pour la production d'événements  $ZH$  à  $\sqrt{s} = 14$  TeV, ainsi que le nombre d'événements  $ZH \rightarrow \gamma\gamma l^+ l^-$  attendus aux LHC après un an de haute luminosité.

Processus	section efficace (pb)	erreur statistique (%)	poids (%)
$\bar{u}d \rightarrow \gamma\gamma e^- \bar{\nu}_e$	$2,790 \times 10^{-5}$	0,055	39,308
$\bar{u}s \rightarrow \gamma\gamma e^- \bar{\nu}_e$	$5,771 \times 10^{-7}$	0,053	0,813
$d\bar{u} \rightarrow \gamma\gamma e^- \bar{\nu}_e$	$2,789 \times 10^{-5}$	0,059	39,297
$d\bar{c} \rightarrow \gamma\gamma e^- \bar{\nu}_e$	$8,677 \times 10^{-7}$	0,059	1,223
$s\bar{u} \rightarrow \gamma\gamma e^- \bar{\nu}_e$	$5,769 \times 10^{-7}$	0,059	0,813
$s\bar{c} \rightarrow \gamma\gamma e^- \bar{\nu}_e$	$6,143 \times 10^{-6}$	0,060	8,655
$\bar{c}d \rightarrow \gamma\gamma e^- \bar{\nu}_e$	$8,677 \times 10^{-7}$	0,057	1,221
$\bar{c}s \rightarrow \gamma\gamma e^- \bar{\nu}_e$	$6,143 \times 10^{-6}$	0,055	8,656

TAB. 4.3 – Contributions des différentes saveurs dans la production d'événements  $WH \rightarrow \gamma\gamma e^- \bar{\nu}_e$  au LHC.

Ensuite, le générateur fournit les produits de l'interaction dure choisie et leurs caractéristiques cinématiques. Dans sa phase d'initialisation, le générateur calcule la valeur de l'élément de matrice du processus sur une grille de points représentatifs de l'espace des phases des variables cinématiques. Les lois de distribution des variables cinématiques y sont ajustées afin de reproduire le comportement de l'élément de matrice. Ces lois sont ensuite utilisées pour tirer au hasard les valeurs des variables cinématiques (un point de l'espace des phases) et ainsi déterminer la cinématique des produits de l'interaction. La section efficace rendue par le générateur est une moyenne de l'élément de matrice sur l'ensemble des points générés dans l'espace des phases.

Le générateur CompHEP fournit des quadri-vecteurs au niveau "partonique", c'est à dire que les états finals rendus comportent des partons libres. Les partons spectateurs ne sont par exemple pas considérés par la simulation. Pour rendre compte des phénomènes liés à l'événement de signal lui-même, nous avons utilisé Pythia 6.2 [2] pour la séparation des partons. Un algorithme produit une série de paires quark-antiquark de plus en plus basse énergie (étape de fragmentation), puis les quarks se regroupent pour former des hadrons (étape d'hadronisation). Un gluon produit une paire quark-antiquark qui subit le traitement précédent.

### 4.3.1 Cinématique des événements physiques

Le boson de Higgs, les deux photons issus de sa désintégration ainsi que le(s) lepton(s) sont étudiés ici au niveau de l'événement physique, avant traitement par la simulation du détecteur. Les distributions de pseudorapidité des particules de l'état final sont représentées sur la figure 4.4. Pour les productions WH et ZH, les distributions présentent deux lobes, indiquant des distributions en  $\theta$  piquée à des valeurs plus proches de  $\theta=0$  et  $\theta = \pi$  que de  $\theta = \frac{\pi}{2}$  : le boson de Higgs est émis préférentiellement vers l'avant et l'arrière du détecteur. Les distributions d'impulsions transverses sont présentées sur la figure 4.5.

## 4.4 Génération du bruit de fond irréductible

Cette section recense les bruits de fond irréductibles. Un bruit de fond irréductible est un processus qui présente la même topologie que le signal. Dans notre cas il s'agira de tous les processus donnant deux photons et un ou deux leptons chargés, isolés, et de grande impulsion transverse. Le générateur CompHEP a été également utilisé pour ces processus. A partir de l'état initial et de l'état final voulu, CompHEP génère les diagrammes (présentés sur la figure 4.6 ) permettant d'obtenir les processus recherchés.

Afin de garantir une génération d'événements efficace, des coupures ont été effectuées au niveau générateur : les impulsions des particules doivent être supérieures à 20 GeV/c, la valeur absolue de leur rapidité inférieure à 2,7, et elles doivent être isolées entre elles par un cône  $\Delta R = \sqrt{\Delta\Phi^2 + \Delta y^2} = 0,3$ . Le tableau ci-dessous indique les sections efficaces attendues pour le signal et le bruit de fond lorsque de telles coupures sont appliquées. Les facteurs K évoqués au premier paragraphe y sont pris en compte.

	$\sigma \times 10^5 (pb)$
$\gamma\gamma l\nu$	47,83 (signal), 1564,2 (bruit de fond)
$\gamma\gamma l^+l^-$	4,84 (signal), 2190,2 (bruit de fond)

TAB. 4.4 – Sections efficaces pour le signal, pour  $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ , et le bruit après les coupures.

## 4.5 Génération du bruit de fond réductible

Il existe une probabilité non-nulle pour qu'un jet provoque la reconstruction d'un candidat électron ou photon. Les bruits de fond réductibles sont les processus combinant jets, photons et leptons, imitant ainsi la signature recherchée. Nous distinguerons cinq catégories :

- L'événement de base inclut un boson W (fournissant le lepton de l'état final) accompagné d'un photon et éventuellement d'un jet (figure 4.7).
- Des paires  $t\bar{t}$  produisent deux bosons W et deux quarks b. L'état final se rapproche de la topologie du signal, comme l'indique la figure 4.8
- La production de paires  $b\bar{b}$ , qui engendre un fond similaire au précédent : figure 4.9.
- Les fonds QCD produisant deux photons et un jet simulant la présence d'un électron, comme l'illustre la figure 4.10. C'est le bruit de fond QCD au canal direct  $H \rightarrow \gamma\gamma$ .
- Les fonds QCD dans lesquels n'est présent qu'un seul photon. Deux jets peuvent simuler le deuxième photon et le lepton.

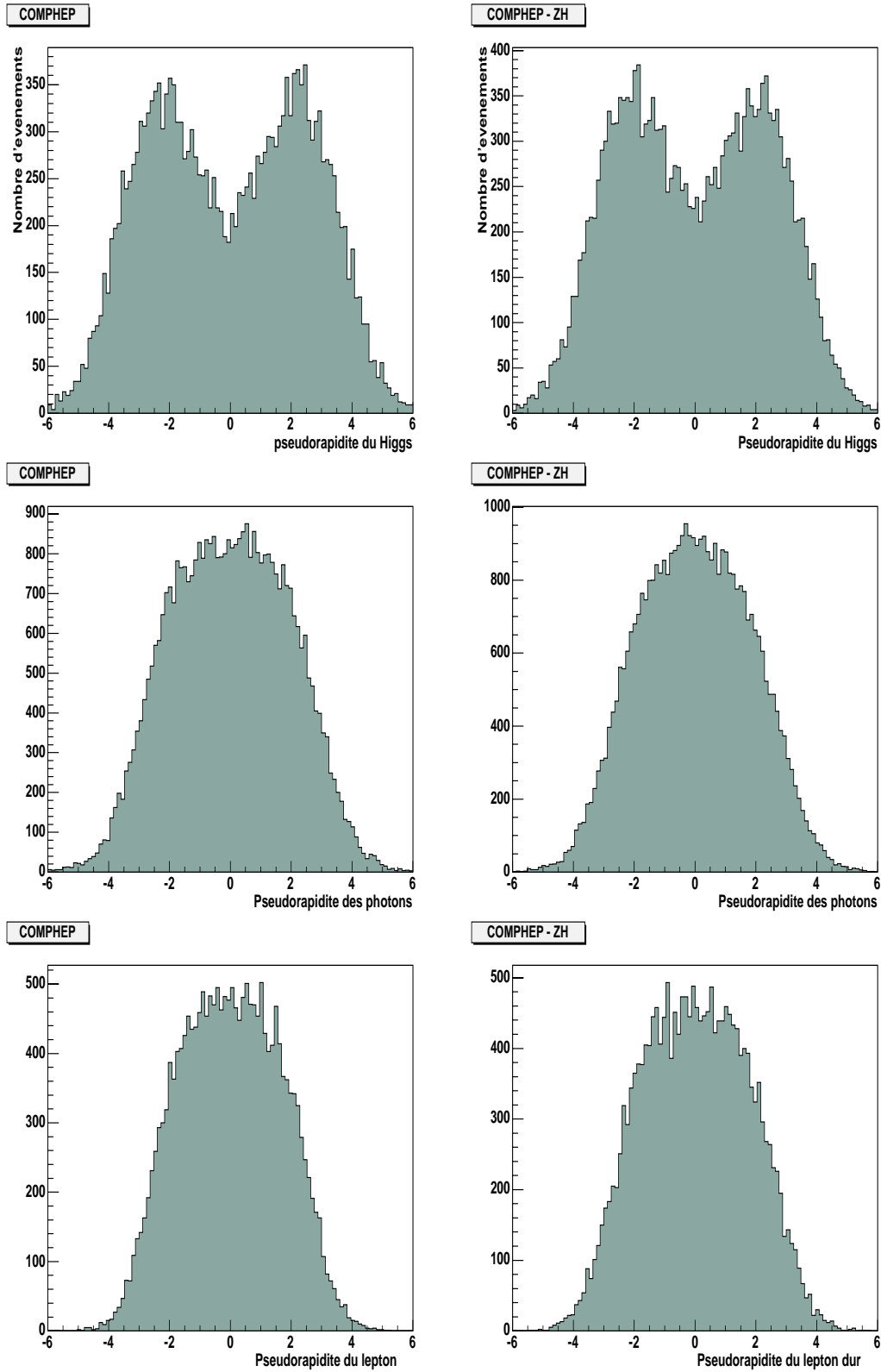


FIG. 4.4 – Distributions de  $\eta$  (CompHEP) pour le boson de Higgs, les photons et les leptons. A gauche : événements WH. A droite : événements ZH.

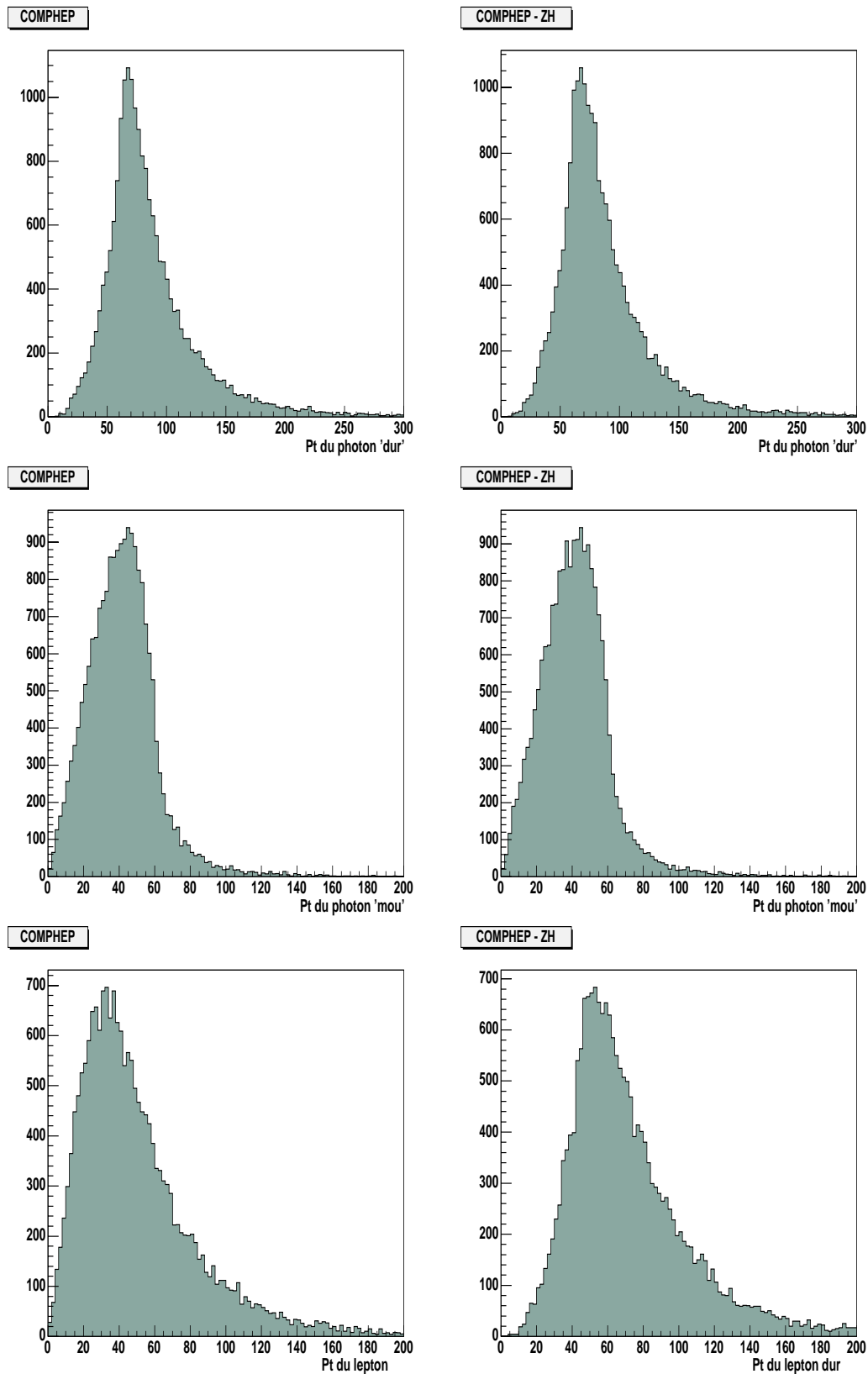


FIG. 4.5 – Distributions de  $p_T$  (CompHEP) pour les photons et les leptons (en GeV/c). A gauche : événements WH. A droite : événements ZH.



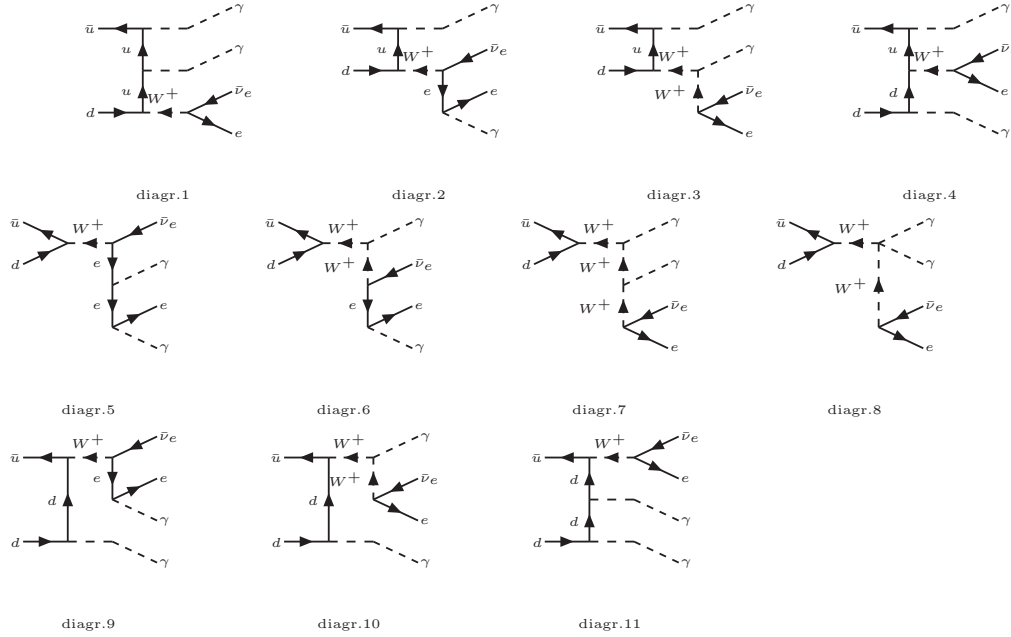


FIG. 4.6 – Exemples de diagrammes de Feynman pour le bruit de fond au canal  $\gamma\gamma\nu$ .

Pour le calcul des sections efficaces ainsi que pour la génération de ces fonds, Pythia a été utilisé. Certains des bruits de fond font intervenir des processus de radiation de photons par des quarks ou des leptons chargés. Le logiciel PHOTOS a alors été utilisé. Les processus ayant des sections efficaces élevées, des critères de présélection sont appliqués sur les événements afin de pouvoir, par la suite, simuler de façon complète les événements intéressants en un temps de calcul raisonnable. Les événements, pour être retenus, doivent contenir soit trois candidats électromagnétiques de plus de 20 GeV/c, soit deux candidats électromagnétiques et un candidat "muon", tous de plus de 20 GeV/c. Un candidat électromagnétique est défini par l'amas électromagnétique déposé par l'une des particules suivantes :  $\gamma$ ,  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$  et  $\omega$ . Les particules  $\mu^\pm$ ,  $\tau^\pm$ ,  $\rho^0$  et  $K^\pm$  sont retenues comme candidats muon.

L'étude a été effectuée sur un ensemble d'intervalles de valeurs de  $\hat{p}_T$ . En effet, sans cet artifice, Pythia aurait généré essentiellement des événements dans la zone de plus grande section efficace, c'est-à-dire la zone de basses valeurs de  $\hat{p}_T$ . Pour ces valeurs, les interactions ne produisent pas de photon, de jet ou de lepton de grande impulsion transverse.

Pour chaque type de fond considéré, nous évaluons le nombre d'événements par année de haute luminosité, ainsi que le poids<sup>1</sup> statistique de chaque événement généré, qui est le rapport entre le nombre d'événements attendus et le nombre d'événements présélectionnés. Enfin la dernière colonne de chaque tableau donne la contribution des différentes valeurs choisies pour  $\hat{p}_T$ .

#### 4.5.1 Canal $W\gamma(j)$

Pour ce type de fond, quatre lots d'événements ont été constitués, deux de 40 000 événements et deux de 10 000 événements. Pour cela, il a fallu générer plus de 17 millions

d'événements. La section efficace de production d'événements  $W\gamma$  étant relativement faible, peu d'événements de ce type sont attendus par an et le poids statistique des événements produit reste faible.

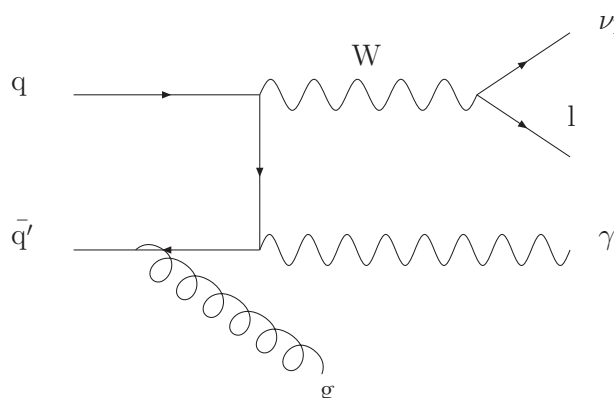


FIG. 4.7 – Diagramme de Feynman correspondant au bruit de fond réductible  $W\gamma$ .

Présélection : événements de type $W\gamma$ avec 3 dépôts électromagnétiques						
$\hat{p}_T$ (GeV/c)	$\sigma$ (pb)	Événements générés	Événements retenus	Événements pour 100 fb <sup>-1</sup>	Poids d'un evt (100 fb <sup>-1</sup> )	Répartition
30-100	2,768	10 195 692	40 000	1 085,9	0,0271	81,9 %
>100	0,1267	529 710	10 000	239,2	0,0239	18,1 %

Présélection : Événements de type $W\gamma$ avec 2 dépôts électromagnétiques et un muon						
$\hat{p}_T$ (GeV/c)	$\sigma$ (pb)	Événements générés	Événements retenus	Événements pour 100 fb <sup>-1</sup>	Poids d'un evt (100 fb <sup>-1</sup> )	Répartition
30-100	2,768	6 474 891	40 000	1710,0	0,0427	80,0 %
>100	0,1267	297 103	10 000	426,5	0,0426	20,0 %

#### 4.5.2 Canaux de type $t\bar{t}$

Dans ce cas de figure, des événements  $t\bar{t}$  ont été générés avec pour contrainte qu'un des quarks  $t$  donne un électron ou un muon. Deux lots de 40 000 événements ont ainsi été constitués, après la génération 855 774 événements. La grande section efficace, ainsi que le faible pouvoir de rejet des coupures de présélection, font que le poids statistique des événements est conséquent (7,2 pour la présélection retenant 3 dépôts électromagnétiques, 15,2 pour la présélection retenant 2 dépôts électromagnétiques et un candidat muon).

Présélection : Événements de type $t\bar{t}$ avec 3 dépôts électromagnétiques					
$\hat{p}_T$ (GeV/c)	$\sigma$ (pb)	Événements générés	Événements retenus	Événements pour 100 fb <sup>-1</sup>	Poids d'un evt (100 fb <sup>-1</sup> )
>30	42,7	575 109	40 000	296 987,0	7,4247

Présélection : Événements de type $t\bar{t}$ avec 2 dépôts électromagnétiques et un muon					
$\hat{p}_T$ (GeV/c)	$\sigma$ (pb)	Événements générés	Événements retenus	Événements pour 100 fb <sup>-1</sup>	Poids d'un evt (100 fb <sup>-1</sup> )
>30	42,7	280 665	40 000	608 554,7	15,214

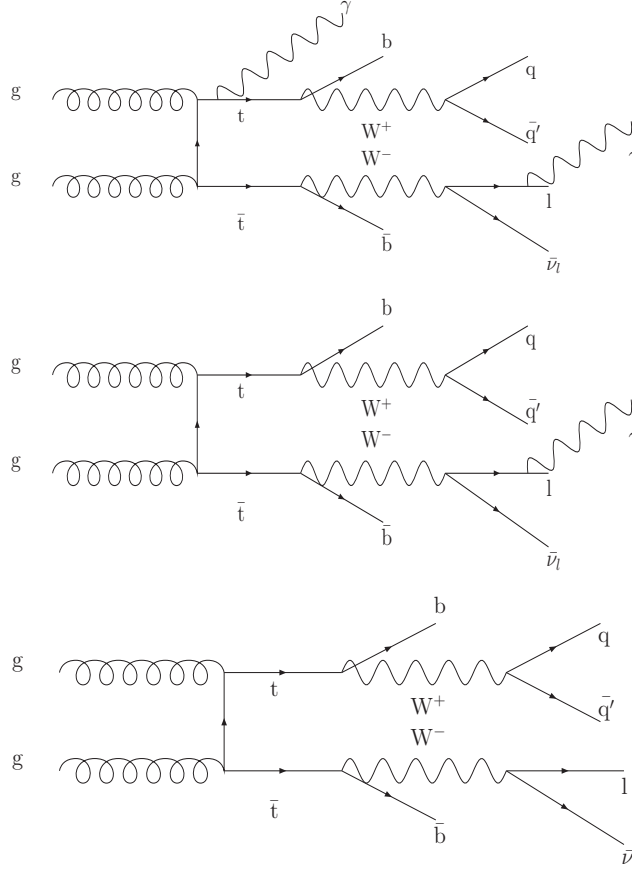


FIG. 4.8 – Diagrammes de Feynman correspondant aux bruits de fond réductibles de type  $t\bar{t}$ .

#### 4.5.3 Canaux de type $b\bar{b}$

Des paires  $b\bar{b}$  ont été générées sans aucune contrainte de désintégration, pour différents intervalles de  $\hat{p}_T$ . Les événements dans l'intervalle de  $\hat{p}_T$  inférieur à 30 GeV ont une section efficace très élevée mais sont éliminés lors de la présélection. En revanche, pour les grandes valeurs de  $\hat{p}_T$ , une large proportion d'événements passe les critères de présélection, et la grande section efficace de production fait de ce bruit de fond un des plus dangereux, avec un poids statistique très grand.

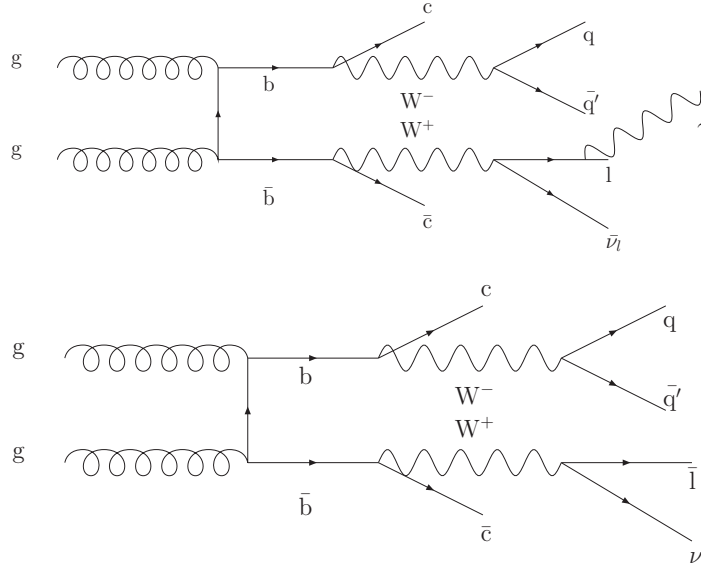


FIG. 4.9 – Diagrammes de Feynman correspondant aux bruits de fond réductibles de type  $b\bar{b}$ .

Présélection : Événements de type $b\bar{b}$ avec 3 dépôts électromagnétiques						
$\hat{p}_T$ (GeV/c)	$\sigma$ (pb)	Événements générés	Événements retenus	Événements pour 100 fb <sup>-1</sup>	Poids d'un evt (100 fb <sup>-1</sup> )	Répartition
1-30	659 968	138 470 000	11	5 240,6	476	~ 0 %
30-100	881 875	105 810 000	5843	4 869 856	833,4	32,9 %
>100	6404	2 580 479	40 000	9 926 839	248,17	67,1 %

Présélection : Événements de type $b\bar{b}$ avec 2 dépôts électromagnétiques et un muon						
$\hat{p}_T$ (GeV/c)	$\sigma$ (pb)	Événements générés	Événements retenus	Événements pour 100 fb <sup>-1</sup>	Poids d'un evt (100 fb <sup>-1</sup> )	Répartition
1-30	659 962	295 450 000	2259	504 604	223,4	1,5 %
30-100	881 612	131 230 000	19 480	13 086 795	671,8	38,3 %
>100	6402	1 249 414	40 000	20 496 009	512,40	60,1 %

#### 4.5.4 Canaux de type $\gamma\gamma(j)$

Les bruits de fond présentent deux photons et éventuellement un jet simulant la présence d'un électron, comme l'illustre la figure 4.10. Les photons sont produits à 80 % à partir de deux gluons et à 20 % de deux quarks. Le jet supplémentaire vient alors du rayonnement des partons prenant part à la production des deux photons. Ici aussi, plusieurs intervalles de  $\hat{p}_T$  ont été utilisés. Les événements générés avec un  $\hat{p}_T$  inférieur à 30 GeV sont fortement supprimés par les coupures de présélection et seront négligés par la suite. Pour les valeurs de  $\hat{p}_T$  supérieures à 30 GeV/c, la section efficace est fortement réduite, et la forte suppression entraînée par les coupures permettent de constituer des lots de plusieurs milliers d'événements de poids statistiques raisonnables.

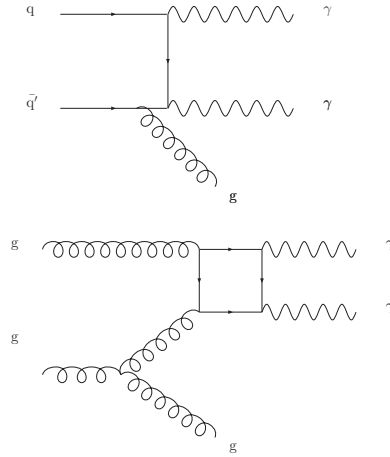


FIG. 4.10 – Diagrammes de Feynman correspondant aux bruits de fond réductibles de type  $\gamma\gamma j$ .

Présélection : 3 dépôts électromagnétiques						
$\hat{p}_T$ (GeV/c)	$\sigma$ (pb)	Événements générés	Événements retenus	Événements pour 100 fb <sup>-1</sup>	Poids d'un evt (100 fb <sup>-1</sup> )	Répartition
1-30	1,9.10 <sup>4</sup>	160 598 186	10	118,3	11,83	0,87 %
30-100	53,90	45 904 826	99 500	11 681,3	0,1174	85,77 %
>100	0,973	5 319 118	99 500	1820,1	0,01829	13,36 %

Présélection : 2 dépôts électromagnétiques et un muon						
$\hat{p}_T$ (GeV/c)	$\sigma$ (pb)	Événements générés	Événements retenus	Événements pour 100 fb <sup>-1</sup>	Poids d'un evt (100 fb <sup>-1</sup> )	Répartition
1-30	1,9.10 <sup>4</sup>	233 424 810	10	81,4	8,14	0,86 %
30-100	53,90	26 215 329	40 000	8224,2	0,2056	86,90 %
>100	0,973	839 710	10 000	1158,7	0,1159	12,24 %

#### 4.5.5 Canaux du type $\gamma j(j)$

Un seul vrai photon est présent dans ce type d'événement. Deux jets peuvent simuler le deuxième photon et le lepton. Trois intervalles de  $\hat{p}_T$  ont été décrits. Les événements des trois intervalles considérés sont fortement affectés par les coupures de présélection mais la section efficace de production de ce type d'événements est si grande que le poids statistique des événements demeure très élevé. Plus de 20 millions d'événements sont ainsi attendus par an, en période de haute luminosité.

Présélection : événements de type $\gamma jj$ avec 3 dépôts électromagnétiques.						
$\hat{p}_T$ (GeV/c)	$\sigma$ (pb)	Événements générés	Événements retenus	Événements pour 100 fb <sup>-1</sup>	Poids d'un evt (100 fb <sup>-1</sup> )	Répartition
1-30	$3,48 \times 10^8$	32 000 000	2	2 175 000	1 087 500	37,3%
30-100	$5,98 \times 10^4$	9 370 000	3 245	2 070 982	638	35,5%
>100	878	2 210 000	39 873	1 584 095	39,8	27,2%

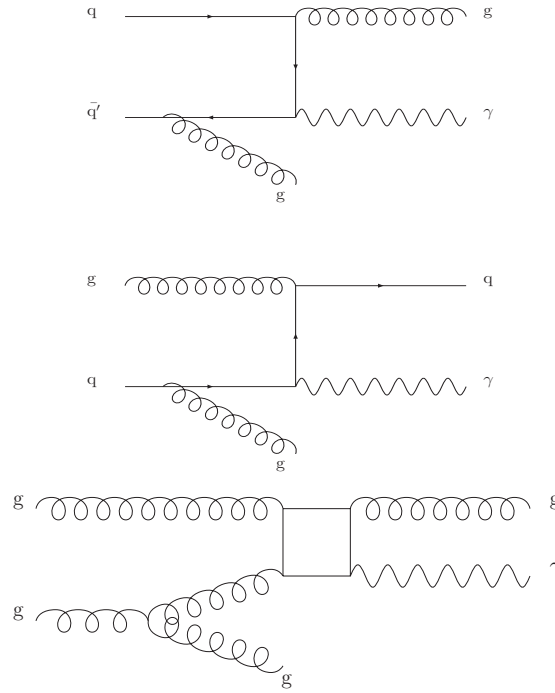


FIG. 4.11 – *Diagrammes de Feynman correspondant aux bruits de fond réductibles de type  $\gamma jj$ .*

Présélection : événements de type $\gamma jj$ avec 2 dépôts électromagnétiques et un muon.						
$\hat{p}_T$ (GeV/c)	$\sigma$ (pb)	Événements générés	Événements retenus	Événements pour $100 \text{ fb}^{-1}$	Poids d'un evt ( $100 \text{ fb}^{-1}$ )	Répartition
1-30	$3,48 \times 10^8$	311 280 000	45	5 030 840	1 550 300	26,8 %
30-100	$5,98 \times 10^4$	9 570 000	2481	1 550 300	111 796	8,2 %
>100	878	288 335	40000	12 180 276	304,5	64 %

## 4.6 Prise en compte des événements sous-jacents

Au cours d'une collision proton-proton, ainsi que nous avons pu le remarquer dans le chapitre 1, des collisions "dures" peuvent avoir lieu, et engendrer des particules lourdes telles que le signal que nous cherchons à mettre en évidence. Toutefois la nature composite du proton, et le fait que les processus mis en jeu ne font intervenir que deux partons, impliquent que des partons ne participent pas à la production d'événements intéressants. Ces partons spectateurs produisent alors un signal à l'intérieur du détecteur et doivent être pris en compte. La figure 4.12 illustre la façon dont laquelle les générateurs Monte-Carlo simulent une collision proton-proton dans laquelle une diffusion dure de deux partons avec une grande impulsion transverse a lieu. Cet événement contient les particules issues des deux partons durs émis (ainsi que des radiations dans l'état initial, ISR, et l'état final, FSR), et des particules provenant des partons spectateurs des deux protons (ainsi que des ISR et FSR). L'événement sous-jacent représente tout ce qui n'est pas lié aux deux jets durs : les partons spectateurs et leurs ISR et FSR associés.

Notre aptitude à décrire des diffusions de partons à l'aide de la QCD dépend de la quan-

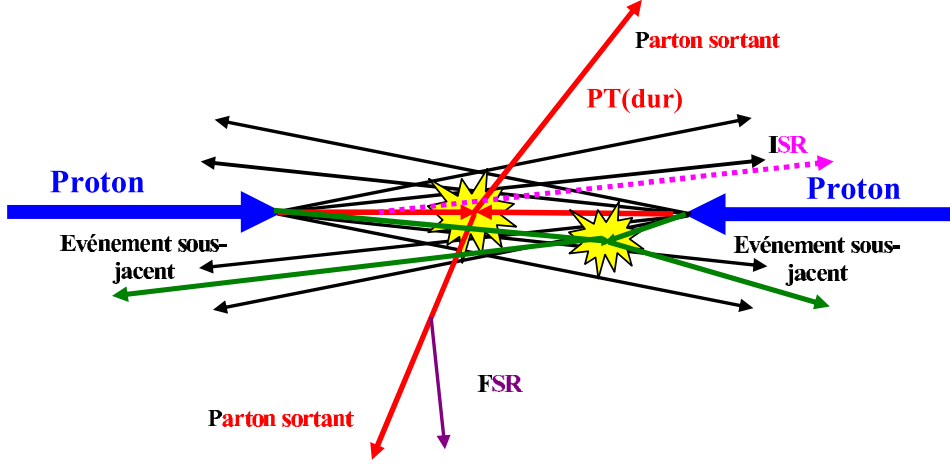


FIG. 4.12 – Illustration d’une collision de hadrons avec émission de deux partons durs, rayonnements dans l’état initial (ISR) et dans l’état final (FSR). L’événement sous-jacent représente tout ce qui n’est pas inclus dans le processus dur lui-même.

tité d’impulsion transverse en jeu [7]. La QCD est d’une aide précieuse dans la description de diffusions de quarks, antiquarks, ou gluons lors desquelles les impulsions transverses sont élevées ( $p_T \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ ). En revanche elle échoue dans le cas d’interactions “molles”, pour lesquelles la constante de couplage fort  $\alpha_s(Q^2)$  devient trop grande pour une théorie perturbative. En effet, la section efficace pour une diffusion de deux partons est donnée par :

$$\sigma_{2 \rightarrow 2}(p_T) = \int_{p_{T\min}}^{\sqrt{s}/2} \frac{d\sigma}{dp_T} dp_T \propto \frac{1}{p_{T\min}^2} \quad (4.1)$$

Elle est ainsi exposée à des divergences infrarouges. Une représentation complète des collisions proton-proton de haute énergie devra donc combiner l’utilisation de la QCD (perturbative) pour décrire les interactions de partons lorsqu’elle est valide, et d’une approche phénoménologique dédiée aux processus “mous”.

L’approche utilisée avec Pythia est basée sur les diffusions parton-parton [2]. Dans ce modèle le nombre total d’interactions,  $N_{\text{parton-parton}}$ , en fonction de l’impulsion transverse  $p_T$ , est donné par la QCD. Afin de pouvoir étendre les modélisations des diffusions à faible  $p_T$ , une régularisation permettant de corriger la divergence est introduite : un paramètre de coupure  $p_{T\min}$  est donné par :

$$p_{T\min}(s) = (1,9 \text{ GeV}) \left( \frac{s}{1 \text{ TeV}} \right)^{0,08} \quad (4.2)$$

Le choix de la valeur 1,9 GeV/c est effectué à partir de la comparaison des distributions de rapidité des particules chargées mesurées par l’expérience CDF à 1,8 TeV avec celles de Pythia. La figure 4.13 montre que 1,9 GeV/c est la valeur optimale.

Deux stratégies sont alors possibles. La première, la plus simple, consiste à considérer que  $d\sigma/dp_T^2 = 0$  pour  $p_T < p_{T\min}$ . La seconde, plus complexe, considère une diminution plus progressive de la dépendance de la section efficace et prend en compte le paramètre d’impact de la collision dans son traitement de la section efficace. Les paramètres définissant  $p_{T\min}$  sont PARP(81), PARP(82), PARP(89) et PARP(90). Le facteur de 1,9 GeV/c

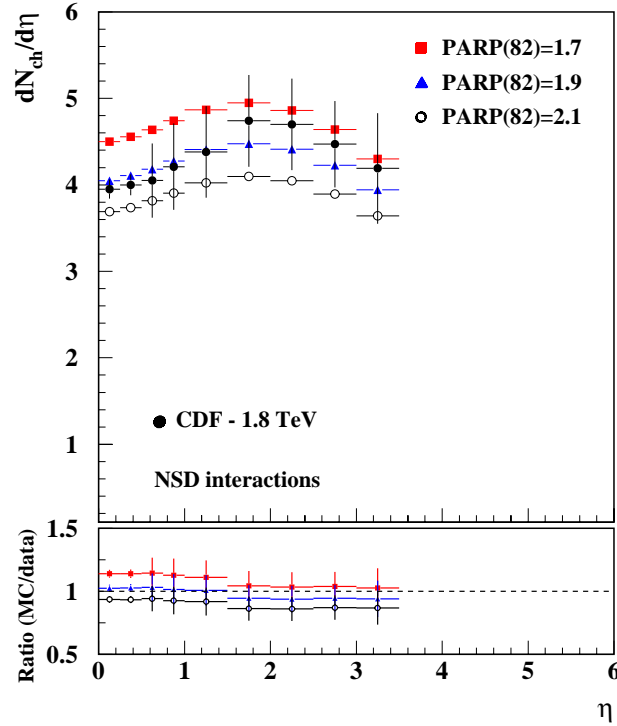


FIG. 4.13 – Distribution de rapidité des particules chargées mesurée par CDF à 1,8 TeV, comparée aux prédictions de Pythia pour trois valeurs différentes de  $p_{Tmin}$  [8]

est défini par  $PARP(82)$ . L'échelle d'énergie est fixée à 1 TeV par  $PARP(89)$ , et représente plus un paramètre intéressant pour les ajustements qu'une grandeur ayant une réelle signification physique.  $PARP(90)$  indique la puissance avec laquelle varie  $p_{Tmin}$  suivant l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$ .

Par défaut, Pythia utilise dans son modèle les interactions multiples de partons. Néanmoins, il est nécessaire de définir comment la divergence pour  $p_T < p_{Tmin}$  est traitée. Dans notre cas, nous utilisons le scénario complexe, dans lequel la matière hadronique est répartie suivant une distribution en "double gaussienne" ( $MSTP(82)=4$ ) : les hadrons décrits suivant ce modèle sont composés d'un "noyau" de rayon  $a_2$ , contenant une fraction  $\beta$  de la matière hadronique, et d'un volume plus large de rayon  $a_1$  contenant le reste de la matière hadronique, soit la fraction  $(1 - \beta)$  du total. Le paramètre  $PARP(83)$  contrôle  $\beta$ ,  $PARP(84)$  définit le rapport  $a_2/a_1$ . Par défaut, Pythia utilise  $PARP(83)=0,5$  et  $PARP(84)=0,2$ . La figure 4.14 présente les prédictions de Pythia pour différentes tailles du noyau, toujours comparées aux données de CDF. La taille par défaut entraîne une activité trop importante dans l'événement sous-jacent, 0,5 donne le meilleur accord et 0,8 prédit une activité trop faible.

## 4.7 Simulation complète du détecteur CMS

Pour les études concernant la reconstruction des événements physiques, nous avons utilisé la simulation détaillée de CMS, implémentée dans le programme CMSIM [9]. Les interactions physiques se produisant entre les particules issues de l'état final de Pythia et la matière du détecteur sont simulées avec GEANT 3 [10]. Une coupure de 100 keV



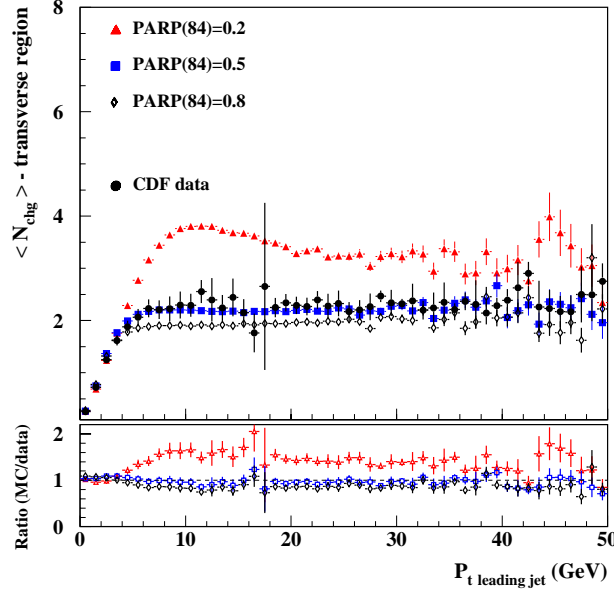


FIG. 4.14 – Comparaison des prédictions de Pythia avec les données de CDF. Différentes tailles de noyau ont été utilisées avec une valeur de  $p_{Tmin}$  de 1,9 GeV/c [8]

sur les processus électromagnétiques est utilisée. Les algorithmes de reconstruction sont issus d'ORCA (Object oriented Reconstruction for CMS Analysis). La version utilisée est ORCA\_7\_6\_1 [11].

## 4.8 Reconstruction des événements

### 4.8.1 Reconstruction des muons

Le premier niveau de déclenchement pour le système de muons combine les informations de trois différents types de détecteurs, les chambres à dérives, les chambres à pistes cathodiques et les chambres à plaques résistives. Pour être accepté, un candidat doit passer les coupures en impulsion transverse. Un candidat “muon seul” devra avoir une impulsion transverse de plus de 14 GeV/c (20 GeV/c pour la période de haute luminosité), et un candidat “double muon” devra avoir deux muons de plus de 3 GeV/c (5 GeV/c pour la période de haute luminosité). L'acceptance géométrique du système de déclenchement de niveau 1 est limitée à la région  $|\eta| < 2,1$ .

Le système de déclenchement de haut niveau est lui divisé en deux parties. Le niveau 2 prend une décision basée sur les données des détecteurs de muons et des calorimètres. A la première étape, les segments de trace dans les chambres à dérives et les chambre à pistes cathodiques sont reconstruits par regroupement des coups dans les régions d'intérêt définies par le niveau 1. Alors, les segments sont combinés à l'aide d'un algorithme, le filtre de Kalman, et une trajectoire locale de muon est reconstruite. Ensuite, les traces sont projetées à travers les calorimètres vers le vertex, afin de pouvoir extraire l'impulsion transverse de la particule au point d'interaction. La procédure d'ajustement/projection est répétée pour le tube à dérives ou la chambre à pistes cathodiques suivant(e), jusqu'à ce que la couche la plus extérieure du système de détection de muons soit atteinte.

Le troisième niveau de déclenchement part d'un muon reconstruit par le niveau 2 ;

la trajectoire du muon est extrapolée de la station de détection la plus interne vers les couches extérieures du trajectomètre, en prenant en compte l'énergie du muon perdue dans les différents matériaux traversés et les diffusions multiples. Alors, les algorithmes définissent une région d'intérêt et commencent la reconstruction des traces, à partir des germes trouvés dans le trajectomètre, avec un filtre de Kalman.

### 4.8.2 Reconstruction des particules électromagnétiques

Le premier niveau de déclenchement pour les particules électromagnétiques consiste en tours de 25 cristaux dont les énergies sont comparées aux seuils de déclenchement : 34 GeV pour des candidats isolés, 19 GeV pour des candidats doubles. La suite de la reconstruction passe par la construction d'amas dans le calorimètre.

Dans le tonneau, cette construction ne prendra en compte que l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique, en revanche dans les bouchons il faudra tenir compte également des trois longueurs de radiations représentées par le détecteur de pied de gerbe. Deux méthodes de construction d'amas seront utilisées dans la reconstruction des particules dans le cadre de cette thèse :

- L'algorithme "de l'île" : cet algorithme cherche tout d'abord les germes des amas, qui ne sont autres que des cristaux dont les énergies dépassent un certain seuil. Une liste de germes est alors préparée et ordonnée par ordre décroissant d'énergie. L'algorithme "boucle" alors sur les germes et supprime de sa liste ceux étant adjacents à un germe de plus haute énergie. Partant du germe le plus énergétique, il regroupe les germes appartenant à un même amas. Le cheminement est montré sur la figure 4.15 : en partant du germe initial, l'algorithme se déplace dans les directions  $\eta$  et  $\phi$  et continue sa recherche de dépôts d'énergie. Cette recherche prend fin quand le niveau d'énergie augmente, ou quand il est négligeable.

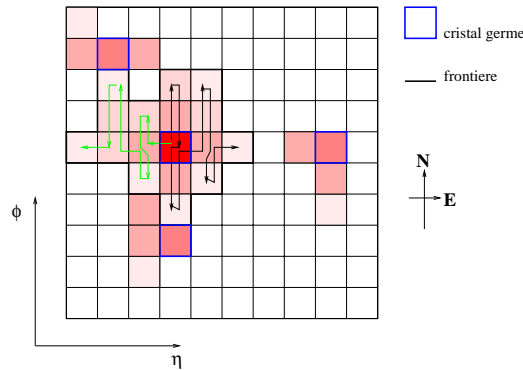


FIG. 4.15 – Illustration de l'algorithme de l'île

Afin de pouvoir reconstruire l'énergie des photons convertis ou des électrons ayant émis un rayonnement de freinage, il est possible de compléter la méthode de l'île par une nouvelle itération sur les amas reconstruits, afin de produire des "amas d'amas", ou super-amas. La procédure consiste à débiter une recherche par l'amas le plus énergétique, puis à rechercher d'autres amas dans la région voisine de l'amas de départ : ceux-ci devront être situés dans la même région de pseudo-rapacité et pourront avoir des angles azimutaux différents, comme l'illustre la figure 4.16. En effet la séparation des particules due au champ magnétique se fait selon l'angle azimutal.

- L'algorithme "hybride" : pour des dépôts localisés, où la reconstruction est plus aisée, comme dans le cas de photons non convertis, les méthodes de sommation d'énergies dans des matrices de cristaux sont en général plus performantes que les méthodes

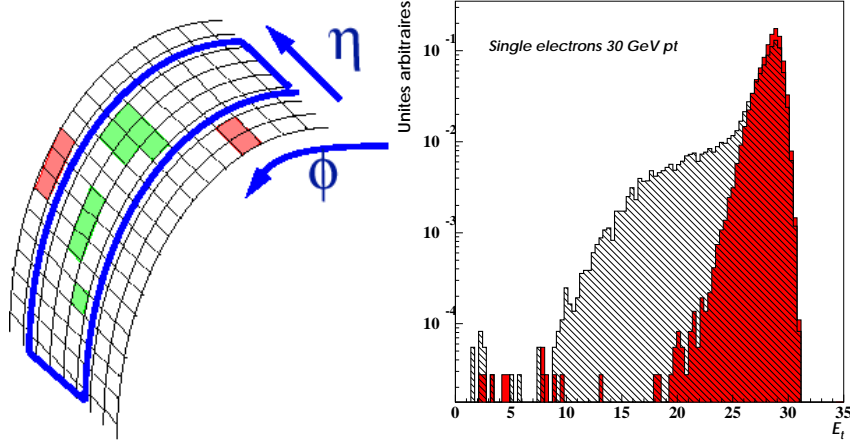


FIG. 4.16 – A gauche : illustration de la construction d'un super-amas. A droite : reconstruction d'électrons d'impulsion transverse égale à 30 GeV/c, avec et sans l'utilisation des super-amas.

d'amas dynamiques. En partant d'un germe (le cristal ayant reçu le maximum d'énergie), l'algorithme construit un domino de  $1 \times 3$  cristaux dans la direction  $\eta$  autour du germe. Si le dépôt d'énergie dans le germe est supérieur à un seuil, un domino de  $1 \times 5$  est alors utilisé. Ensuite, depuis le cristal germe, l'algorithme se déplace dans la direction  $\phi$  et construit de nouveaux dominos, de  $1 \times 3$  ou  $1 \times 5$  cristaux suivant les cas. Les dominos d'énergie inférieure à un seuil sont alors supprimés. La figure 4.17 illustre le mécanisme de construction des amas "hybrides".

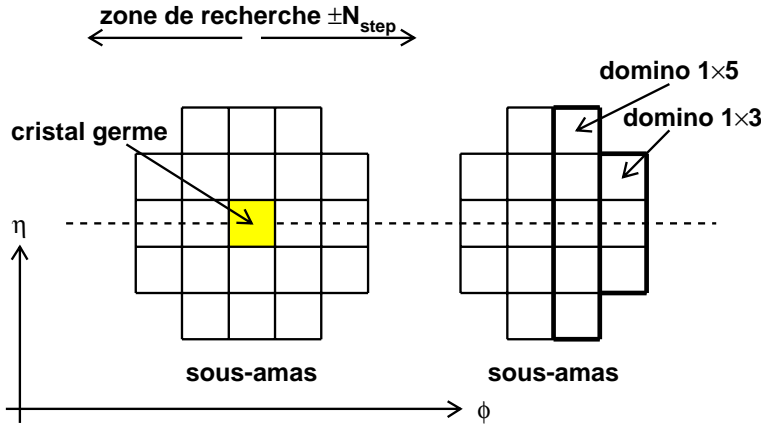


FIG. 4.17 – Illustration de la construction des amas hybrides.

Pour l'identification et une première reconstruction des photons et des électrons, la méthode hybride est utilisée dans le tonneau, où les énergies transverses sont élevées, et l'algorithme de l'île est employé dans les bouchons, où les rayonnements de freinage et les conversions sont plus probables. Ensuite, afin de limiter les effets du bruit électronique sur la résolution en énergie, la méthode de reconstruction est choisie en fonction des particules dans l'état final. Pour un photon ayant subi une conversion, ou un électron ayant émis un rayonnement de freinage, les méthodes de constructions d'amas sont maintenues. Pour les photons non convertis et les électrons n'ayant pas rayonné, une simple somme sur 9 ou 25 cristaux est utilisée. La discrimination entre les cas se fait avec le rapport  $E_{\sum 25}/E_{\text{super-amas}}$ . Un photon sera considéré comme non converti si ce rapport est supé-

rieur à 0,95, et sera reconstruit par une matrice fixe de cristaux (voir la figure 4.18). La figure 4.18 indique également la résolution en énergie obtenue pour les photons les plus durs issus de la désintégration du boson de Higgs. Il subsiste encore une queue à basse énergie, due au passage de photons entre les cristaux du calorimètre. Un photon passant à proximité d'une zone inter-cristaux déposera en effet moins d'énergie dans le calorimètre électromagnétique qu'un photon traversant un cristal sur toute sa longueur. Des études sont actuellement en cours afin de corriger l'effet de perte d'énergie à proximité de ces régions [12].

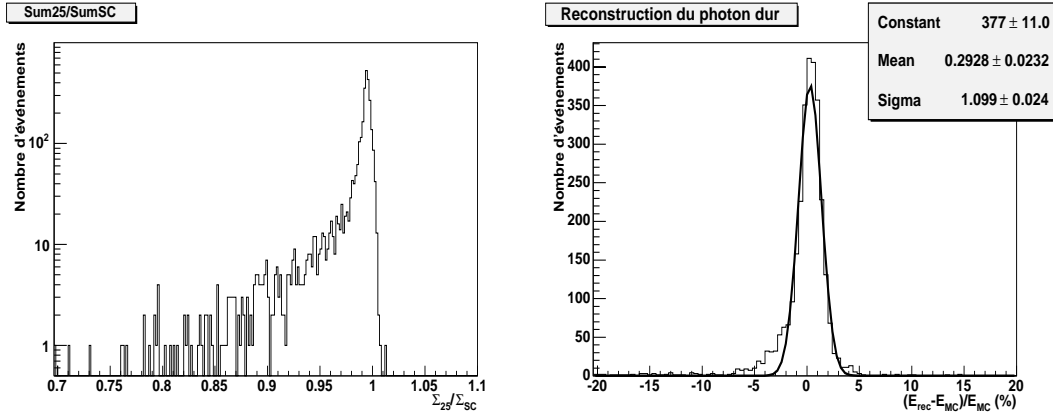


FIG. 4.18 – A gauche : distribution de la variable  $E_{S25}/E_{SC}$ . Pour des valeurs supérieures à 0,95, la reconstruction des photons s'effectue avec une sommation d'énergie sur 25 cristaux. A droite : résolution en énergie typique pour les photons issus de la désintégration d'un boson de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$ .

### Correction des photons avec les informations d'un lepton

Les mesures de pseudorapidité et d'énergie transverse se basent sur les seules observations du calorimètre. Implicitement, les photons sont supposés provenir d'un vertex se situant au centre du détecteur. Toutefois, la position longitudinale du vertex varie de manière suffisante pour dégrader fortement les mesures du calorimètre : elle suit une distribution gaussienne de  $\sigma = 5,8 \text{ cm}$ . La localisation du vertex et sa prise en compte dans la reconstruction des quadri-vecteurs est donc nécessaire ; un atout important de la production associée est que le vertex de production du boson de Higgs, et donc de la production des photons, est facilement construit à partir du lepton chargé, produit par la désintégration du boson vecteur associé. La mesure du paramètre d'impact en  $z$  du lepton offre une très bonne estimation de la position longitudinale du vertex : une précision d'environ  $40 \mu\text{m}$  peut être atteinte, comme l'indique la figure 4.19.

L'utilisation combinée des rapports  $E_{\sum 25}/E_{\text{super-amas}}$  et de l'information des leptons sur la position du vertex permet ainsi d'améliorer la résolution sur la masse du boson de Higgs, comme l'indiquent la figure 4.20 et le tableau 4.5. La précision de la reconstruction d'un boson de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$  est indiquée sur la figure 4.21.

### Critères de déclenchement

La sélection des particules se déroule en trois étapes : la première étape, vue précédemment, utilise les informations du seul calorimètre électromagnétique : ce sont les niveaux 1 et 2,0 de la chaîne de déclenchement. L'étape suivante, appelée niveau 2,5, recherche

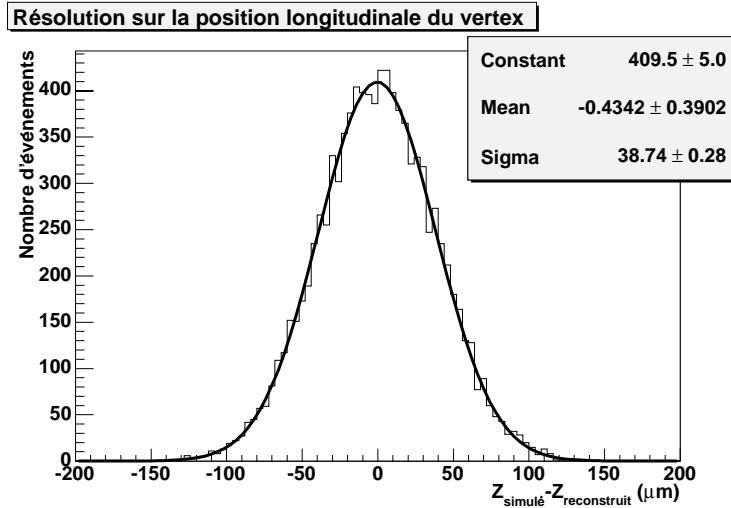


FIG. 4.19 – Précision de la reconstruction de la position longitudinale du vertex de production du boson de Higgs.

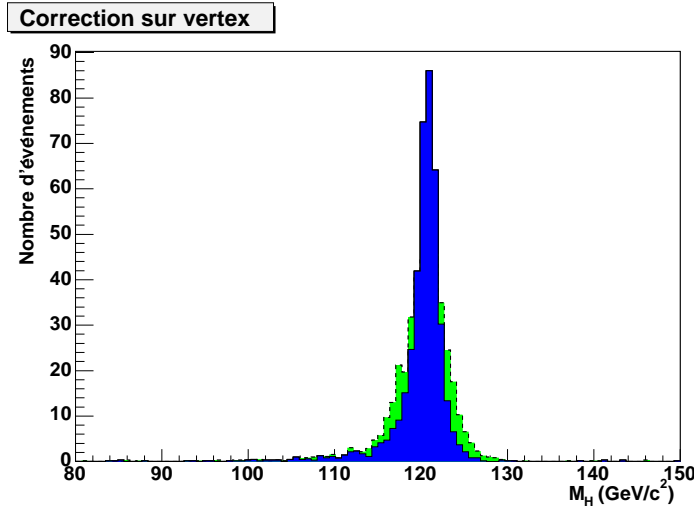


FIG. 4.20 – Reconstruction de la masse d'un boson de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$ , avec correction sur la position du vertex (en sombre) et sans correction (en clair).

Type de correction	Masse ( $\text{GeV}/c^2$ )	$\sigma$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$\sigma_{\text{effectif}}$ ( $\text{GeV}/c^2$ )
Sans correction	120,56	2,20	2,62
Correction sur E	120,47	1,92	2,63
Correction avec l'information du vertex	120,72	1,21	1,58
Combinaison des deux corrections	120,43	1,16	1,55

TAB. 4.5 – Précision sur la reconstruction de la masse d'un boson de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$  suivant la méthode de reconstruction utilisée. La précision est exprimée par la largeur  $\sigma$  d'une gaussienne issue de l'ajustement de la distribution des masses reconstruites.  $\sigma_{\text{effectif}}$  représente l'intervalle de masse dans lequel se trouvent 68,27 % des événements.

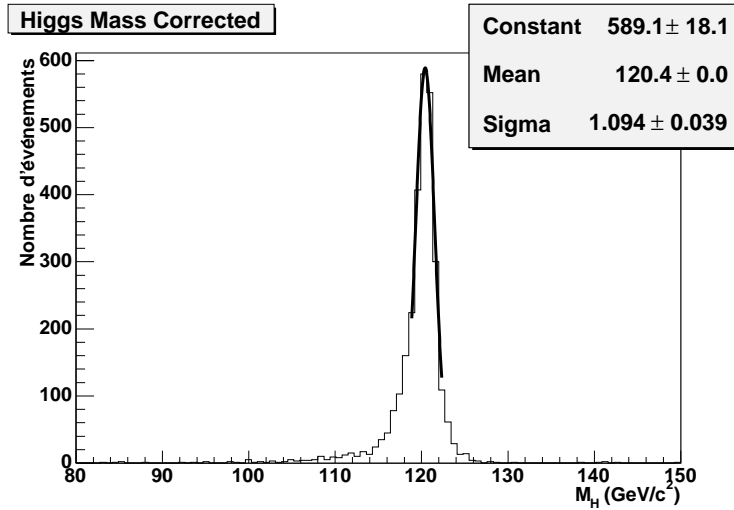


FIG. 4.21 – *Précision de la reconstruction de la masse du boson de Higgs, pour  $M_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ , après corrections de l'énergie et de la position du vertex.*

des coups dans le détecteur pixel du trajectomètre, compatibles avec un candidat électron. Selon le résultat de cette recherche, les candidats électromagnétiques seront divisés en deux flux : les candidats électrons et les candidats photons. Enfin, au niveau 3, la sélection des électrons fait intervenir une reconstruction complète des traces à partir des pixels obtenus au niveau 2,5 ; des coupures sont alors appliquées sur le rapport  $E/P$  et sur la distance entre la trace reconstruite et le super-amas dans la coordonnée longitudinale,  $\Delta\eta(\text{trace} - \text{amas})$ . Les photons quant à eux subissent des coupures sur leur énergie transverse et des coupures d'isolation. Une reconstruction adéquate des photons convertis est prévue mais n'est pas encore disponible à ce jour.

### 4.8.3 Efficacité du déclenchement

Le tableau 4.6 résume les différentes efficacités de déclenchement. Les efficacités augmentent avec la masse du Higgs considérée, grâce au durcissement du spectre en impulsion transverse des photons issus de la désintégration du Higgs. En outre le déclenchement sur les événements comprenant un muon est plus efficace.

Type d'événement	lepton : électron		lepton : muon	
	Niveau 1	Haut niveau	Niveau1	Haut niveau
Wh, $M_h = 90 \text{ GeV}/c^2$	99,4 %	75,7 %	99,5 %	82,7 %
Wh, $M_h = 100 \text{ GeV}/c^2$	99,2 %	77,1 %	99,4 %	83,4 %
Wh, $M_h = 110 \text{ GeV}/c^2$	99,7 %	78,5 %	99,6 %	85,9 %
Wh, $M_h = 120 \text{ GeV}/c^2$	99,5 %	79,9 %	99,7 %	87,4 %
Wh, $M_h = 130 \text{ GeV}/c^2$	99,5 %	79,5 %	99,5 %	87,4 %
Wh, $M_h = 140 \text{ GeV}/c^2$	99,7 %	79,2 %	99,7 %	87,5 %
Wh, $M_h = 150 \text{ GeV}/c^2$	99,6 %	81,0 %	99,7 %	87,6 %
Zh, $M_h = 90 \text{ GeV}/c^2$	99,4 %	75,8 %	99,5 %	83,1 %
Zh, $M_h = 100 \text{ GeV}/c^2$	99,2 %	77,3 %	99,4 %	83,7 %
Zh, $M_h = 110 \text{ GeV}/c^2$	99,7 %	78,9 %	99,6 %	86,1 %
Zh, $M_h = 120 \text{ GeV}/c^2$	99,5 %	80,3 %	99,7 %	87,8 %
Zh, $M_h = 130 \text{ GeV}/c^2$	99,5 %	80,5 %	99,5 %	87,9 %
Zh, $M_h = 140 \text{ GeV}/c^2$	99,7 %	80,4 %	99,7 %	88,1 %
Zh, $M_h = 150 \text{ GeV}/c^2$	99,6 %	81,6 %	99,7 %	88,0 %
Bruit irréductible $l\nu \gamma\gamma$	98,1 %	57,2 %	98,0 %	59,1 %
Bruit irréductible $l^+l^- \gamma\gamma$	86,0 %	40,9 %	88,7 %	42,4 %
Bruit $\gamma\gamma j$ , $\hat{p}_T > 30$	97,3 %	70,3 %	97,9 %	71,1 %
Bruit $\gamma\gamma j$ , $\hat{p}_T > 100$	99,6 %	89,9 %	99,3 %	90,7 %
Bruit $W\gamma$ , $30 < \hat{p}_T < 100$	97,6 %	44,0 %	97,6 %	43,9 %
Bruit $W\gamma$ , $\hat{p}_T > 100$	99,7 %	56,1 %	99,8 %	56,5 %
Bruit $t\bar{t} + \gamma\gamma$ , $\hat{p}_T > 30$	93,6 %	17,4 %	95,0 %	17,9 %
Bruit $b\bar{b} + \gamma\gamma$ , $\hat{p}_T > 100$	82,8 %	19,2 %	83,1 %	19,5 %
Bruit $\gamma jj$ , $\hat{p}_T > 100$	98,94%	62,1 %	99,2 %	62,3 %

TAB. 4.6 – Efficacités de déclenchement pour le niveau 1 et pour le haut niveau.

# Bibliographie

- [1] A.Pukhov, E.Boos, M.Dubinin, V.Edneral, V.Ilyin, D.Kovalenko, A.Kryukov, V.Savrin, S.Shichanin et A.Semenov, *CompHEP - a package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User's manual for version 33*. Preprint INP MSU 98-41/542, hep-ph/9908288.
- [2] T. Sjostrand, Pythia, [www.thep.lu.se/tobjorn/Pythia.html](http://www.thep.lu.se/tobjorn/Pythia.html)
- [3] K.Hagiwara et Al., *Review of Particle Physics, Particle Data Group*, 2002.
- [4] M.Spira, V2HV, <http://people.web.psi.ch/spira/v2hv/>
- [5] A.Djouadi, J.Kalinowski et M.Spira, *HDECAY : a Program for Higgs Boson Decays in the Standard Model and its Supersymmetric Extension*, hep-ph/9704448.
- [6] The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD, *CTEQ5L*, <http://www.phys.psu.edu/cteq/>.
- [7] P. D. B. Collins et A. D. Martin, Rep. Prog. Phys. **45** 335-426
- [8] C.M. Buttar et Al., *Acta Physica Polonica B* **35** 433 (2004).
- [9] CMS detector simulation software group, *CMS Simulation Package CMSIM*, <http://cmsdoc.cern.ch/cmsim/cmsim.html>.
- [10] *"GEANT - Detector description and simulation tool"*, CERN, Genève, 1993.
- [11] *ORCA - Object oriented Reconstruction for CMS ANalysis*, <http://cmsdoc.cern.ch/orca/>
- [12] E. Locci, *Photon reconstruction in CMS ECAL. Application to  $H \rightarrow \gamma\gamma$* , CMS CR 2003/055.





# Chapitre 5

## Sélection des événements

Ce chapitre décrit les différentes coupures appliquées aux événements après reconstruction afin d'augmenter la visibilité du signal. Une sélection préliminaire des événements y sera effectuée, de manière à éliminer au maximum les bruits de fond réductibles ayant un grand poids statistique. Ensuite les différentes variables discriminantes utilisées sont présentées, ainsi que la sélection des événements par une méthode de maximum de vraisemblance. L'optimisation de la coupure sur la fonction de vraisemblance est décrite, et enfin l'observabilité du signal est discutée, dans le cadre du Modèle Standard puis dans le cadre du Modèle SuperSymétrique Minimal.

### 5.1 Sélection préliminaire

Nous avons pu constater dans le chapitre précédent que nous étions confrontés à deux types de bruit de fond. Les bruits de fond irréductibles, de même topologie que le signal de production associée, ont des sections efficaces comparables à celles du signal, et peuvent être générés avec une statistique satisfaisante. Les bruits de fond irréductibles ont en revanche un état final différent de celui du signal, mais peuvent être reconstruits comme des événements de signal. Ce type de fond peut avoir une section efficace élevée, et un fort poids statistique, comme dans les cas des fonds de types  $b\bar{b}$  et  $\gamma jj$  : un événement reconstruit dans notre analyse représentera en fait plusieurs dizaines d'événements observés en un an de haute luminosité au LHC.

La première étape consiste à sélectionner les événements dont la qualité semble satisfaisante : on devra s'assurer le plus possible que l'état final reconstruit corresponde à la topologie de l'événement physique considéré. Pour cela des coupures séquentielles ont été appliquées aux différents types d'événements. Le but de ces coupures est de s'assurer de la suppression des bruits de fond ayant un grand poids statistique avant l'utilisation de l'analyse basée sur une méthode de vraisemblance.

En premier lieu, la simulation du système de déclenchement de CMS est utilisée. Les coupures du premier niveau du système de déclenchement sont appliquées : les candidats muons doivent avoir une impulsion transverse de plus de 20 GeV/c dans le cas de candidats seuls, et de plus de 5 GeV/c si deux candidats muons se trouvent dans l'événement. Les particules électromagnétiques doivent avoir une énergie supérieure à 34 GeV si un seul candidat est identifié, ou supérieure à 19 GeV si deux candidats se trouvent dans l'événement. Ensuite les coupures du déclenchement de haut niveau sont utilisées sur les événements : les différentes possibilités de déclenchement sont [1] :

- un muon isolé de plus de 31 GeV/c,
- deux muons isolés de plus de 10 GeV/c,
- un photon isolé de plus de 100 GeV,

- deux photons isolés de plus de 35 et 20 GeV,
- un électron isolé de plus de 31 GeV,
- deux électrons isolés de plus de 16,9 GeV.

Les événements restants sont donc ceux qui ont passé les critères de déclenchement de haut niveau du détecteur CMS. Les coupures suivantes sont maintenant spécifiques à notre analyse. Une coupure équivalente à celle du système de déclenchement pour les flux "double photons" est appliquée : tous les événements doivent avoir deux photons, d'énergies transverses supérieures à 35 et 20 GeV. En effet les photons issus de la fragmentation des jets sont de manière générale plus mous que les photons issus de la désintégration du Higgs. Cette coupure permet également d'écarter les événements comprenant un seul photon de plus de 100 GeV ou ayant passé les critères de déclenchement grâce à un lepton. L'acceptance du signal à cette coupure est de l'ordre de 99%, et les fonds sont plus supprimés, particulièrement les fonds de types  $W\gamma$  de  $p_T$  inférieur à 100 GeV et  $t\bar{t}$ , qui sont réduits d'un facteur supérieur à 2.

Un critère d'isolation est ensuite appliqué sur les deux photons : un photon sera considéré comme isolé si aucune trace chargée d'impulsion transverse supérieure à 1,5 GeV/c ne se trouve dans un cône  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2} = 0,3$  autour du photon, et si aucun dépôt électromagnétique de plus de 5 GeV ne se trouve dans le même cône. L'application du critère d'isolation sur les photons permet de rejeter fortement les fonds de type  $t\bar{t}$ .

Les événements comprenant des jets ayant tendance à avoir une plus forte activité électromagnétique que les événements de signal, des coupures supplémentaires ont été appliquées sur le nombre de photons reconstruits dans l'événement, ainsi que sur le nombre d'amas élémentaires : les événements comportant plus de trois photons ou plus de trois amas élémentaires sont ainsi rejetés. Cette coupure permet de supprimer fortement les fonds  $\gamma\gamma j$ ,  $\gamma jj$ ,  $b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$ .

Les algorithmes de réjection des  $\pi^0$  sont alors appliqués. Un réseau de neurones exploitant l'information sur la forme latérale de la gerbe électromagnétique est utilisé. La sortie de celui-ci doit être comprise entre 0,02 et 0,98 pour que l'événement soit validé, ce qui représente un compromis entre la réjection efficace des  $\pi^0$  et l'efficacité sur les photons convertis donnant lieu à des gerbes plus larges. Les fonds de type  $b\bar{b}$  sont supprimés d'un facteur supérieur à 7 et les fonds de type  $t\bar{t}$  sont réduits d'un facteur de plus de 6.

D'autre part, pour diminuer encore l'effet des fonds réductibles, se caractérisant par des jets durs, nous avons appliqué une coupure sur le rapport des énergies hadronique et électromagnétique pour chaque candidat électromagnétique :  $E_{\text{had}}/E_{\text{E.M.}}$  doit être inférieur à 0,02 pour les deux photons reconstruits, ce qui permet de réduire particulièrement les fonds  $\gamma jj$ ,  $b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$ , qui sont des événements dans lesquels les photons et les  $\pi^0$  ne sont pas isolés, mais à l'intérieur de jets hadroniques provoquant un dépôt dans le calorimètre hadronique dans la même région que les particules candidates.

Ensuite, l'identification d'un lepton isolé est requise, et des coupures supplémentaires sur l'énergie hadronique sont appliquées. Cela permet naturellement d'écarter les fonds dans lesquels un jet est confondu avec un lepton :  $\gamma\gamma j$ ,  $\gamma jj$ ,  $b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$ .

Enfin, nous gardons les événements dont les deux photons amènent à la reconstruction d'une masse invariante comprise entre 80 et 160 GeV/ $c^2$ . Les différentes coupures utilisées ainsi que leurs effets sur les différents processus physiques sont rappelés dans les tableaux 5.1, 5.2 et 5.3. Nous constatons que les fonds réductibles sont entièrement supprimés par les coupures séquentielles, à l'exception des fonds de type  $W\gamma$  et  $\gamma\gamma j$ . La dernière coupure décrite dans les tableaux y figure à titre indicatif et n'est pas appliquée dans l'analyse.

Les distributions de masses invariantes sont présentées sur la figure 5.1

Coupure	Signal WH	Signal ZH	Bruit irréductible WH	Bruit irréductible ZH
Sans coupure	47,83	4,84	1 564,20	2 190,24
L1	47,62	4,82	1 534,10	1 905,50
L2	42,32	4,76	1 467,24	1 879,98
L3	40,00	4,08	909,82	912,23
$E_T$	39,61	4,02	846,23	733,99
Isolation photons	38,19	3,83	790,42	688,12
Nb photons, nb amas	31,90	2,40	653,36	484,84
Rejet $\pi^0$	27,39	2,07	548,79	400,53
Véto hadronique	21,49	1,65	386,23	276,76
Identification électron	16,17	1,52	266,53	242,18
Isolation electron	15,64	1,45	253,57	234,01
Véto hadronique electron	14,85	1,39	240,42	224,25
$80 < m_H < 160$	14,41	1,34	112,97	97,72
$m_H \pm 3\sigma$	13,55	1,12	12,03	9,94

TAB. 5.1 – Nombre d'événements prévus par an à haute luminosité suivant les coupures appliquées sur le signal et les bruits de fond irréductibles pour  $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ .

Coupure	Bruit $\gamma\gamma j$	Bruit $\gamma\gamma j$	Bruit $\gamma jj$
	$\hat{p}_T < 100 \text{ GeV}/c$	$\hat{p}_T > 100 \text{ GeV}/c$	$\hat{p}_T > 100 \text{ GeV}/c$
Sans coupure	19 905,50	2 978,80	3 485 009,00
L1	19 417,39	2 963,41	3 416 753,65
L2	18 993,30	2 921,37	3 400 810,78
L3	14 059,14	2 687,21	2 164 741,11
$E_T$	13 790,60	3 622,56	1 774 639,33
Isolation photons	12 533,28	3 189,74	1 566 385,74
Nb photons, nb amas	7 957,36	1 742,84	390 101,80
Rejet $\pi^0$	6 085,53	1 549,81	177 364,29
Véto hadronique photon	3 773,68	994,49	41 850,01
Identification électron	430,17	127,49	12 953,58
Isolation electron	145,46	34,91	0,00
Véto hadronique electron	115,96	23,08	0,00
$80 < m_H < 160$	42,97	4,58	0,00
$m_H \pm 3\sigma$	1,56	0,90	0,00

TAB. 5.2 – Nombre d'événements prévus par an à haute luminosité suivant les coupures appliquées sur les bruits de fond de types  $\gamma\gamma - \text{jet}$  et  $\gamma - \text{jet} - \text{jet}$  pour  $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ .

## 5.2 Choix des coupures sur le signal et les bruits de fond

Une fois que les bruits de fond réductibles de fort poids statistique ont été supprimés, une analyse basée sur une méthode de vraisemblance peut être utilisée. Dans celle-ci, 4 variables discriminantes seront utilisées.

### 5.2.1 Variables discriminantes

D'une part, les leptons provenant des bosons  $W^\pm$  ou  $Z$  sont également plus durs que les leptons issus de jets hadroniques, et nous pouvons ainsi prendre en compte leur impulsion

Coupure	$W\gamma$ ,		$b\bar{b}$ ,	
	$\hat{p}_T < 100\text{GeV}/c$	$\hat{p}_T > 100\text{GeV}/c$	$\hat{p}_T < 100\text{GeV}/c$	$\hat{p}_T > 30\text{GeV}/c$
Sans coupure	2 795,90	665,70	21 839 045,20	905 541,70
L1	2 725,54	524,81	18 374 558,70	865 124,78
L2	2 070,88	524,46	18 210 040,77	865 076,12
L3	1977,48	375,16	4 300 079,78	160 606,91
$E_T$	875,86	217,91	3 921 292,85	65 203,24
Isolation photons	804,78	199,87	3 218 558,29	10 106,32
Nb photons, nb amas	584,28	135,04	313 205,93	1 654,06
Rejet $\pi^0$	385,67	89,25	42 966,89	264,65
Véto hadronique photons	236,59	54,36	5 653,54	66,16
Identification électron	165,89	42,00	1 130,71	66,16
Isolation electron	157,67	38,83	0,00	49,62
Véto hadronique electron	141,44	35,53	0,00	49,62
$80 < m_H < 160$	73,85	11,95	0,00	0,00
$m_H \pm 3\sigma$	7,22	1,74	0,00	0,00

TAB. 5.3 – Nombre d'événements prévus par an à haute luminosité suivant les coupures appliquées sur les bruits de fond  $W\gamma$ ,  $b\bar{b}$  et  $t\bar{t}$  pour  $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ .

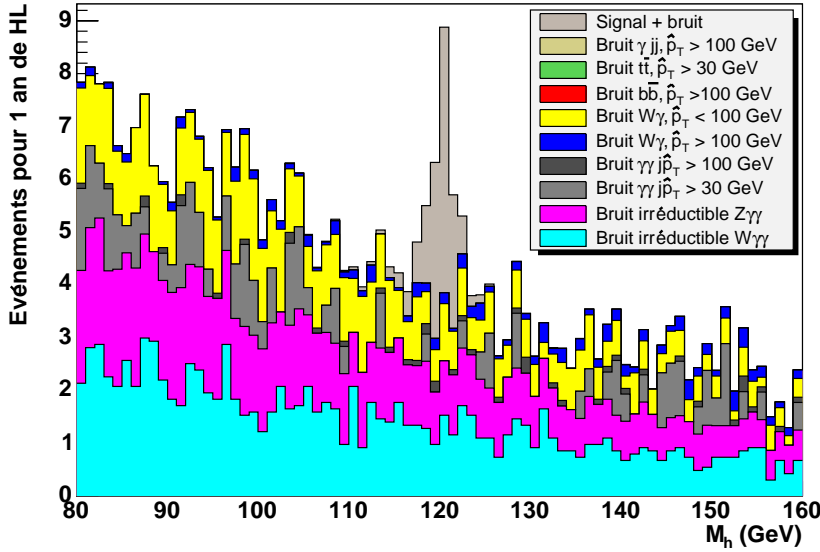


FIG. 5.1 – Distributions des masses invariantes pour le signal et les différents fonds, après l'application des coupures séquentielles.

transverse dans l'analyse afin de mieux supprimer les fonds réductibles.

D'autre part, la grande énergie transverse des photons issus de la désintégration du boson de Higgs permet de les distinguer des photons issus d'événements de fond. Les variables  $E_t^{\gamma 1}$  et  $E_t^{\gamma 2}$  sont donc utilisées.

Enfin, les photons issus de la désintégration d'un Higgs sont en général émis dans des

directions proches, de par l'impulsion du Higgs lui-même, contrairement aux photons intéressants. On utilisera alors le cosinus de l'angle entre les deux photons, dans le référentiel du laboratoire.

Les distributions de ces différentes variables discriminantes sont présentées sur la figure 5.2.

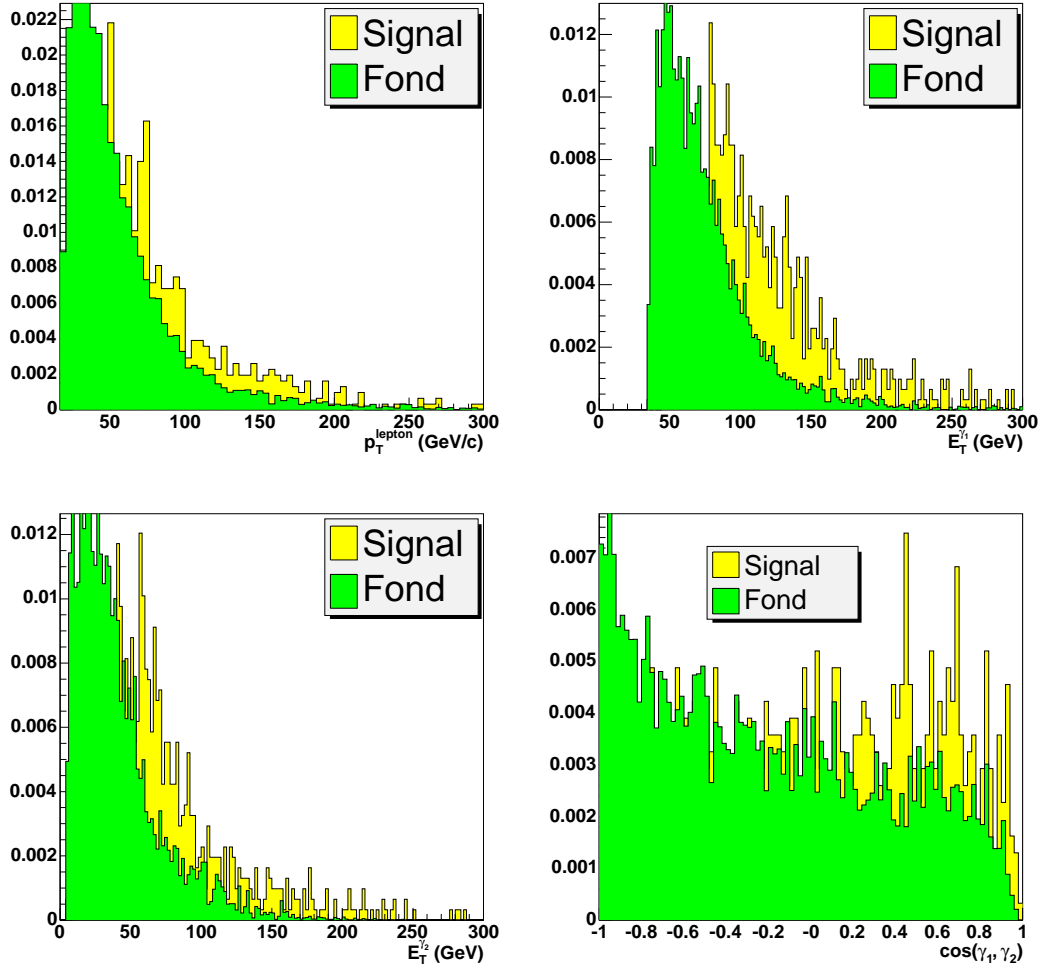


FIG. 5.2 – Distributions, pour le signal et le bruit de fond, des variables discriminantes utilisées pour identifier les événements. En haut : distributions des impulsions transverses du lepton le plus dur (à gauche) et distributions d'énergie transverse pour le photon dur (à droite). En bas : distribution d'énergie transverse pour le photon mou (à gauche) et distribution du cosinus de l'angle entre les deux photons dans le référentiel du laboratoire (à droite).

### 5.2.2 Méthode de vraisemblance

Ces variables sont ensuite combinées pour former une fonction de vraisemblance. Pour chaque masse du boson de Higgs, une fonction de vraisemblance est construite. Pour cha-

cune des variables utilisées on définit le rapport :

$$y_i(x_i) = \frac{f^B(x_i)}{f^S(x_i)} \quad (5.1)$$

où  $x_i$  est la variable utilisée et  $f^S$  et  $f^B$  les fonctions de densité de probabilité pour le signal et le bruit de fond. On construit alors une variable globale  $y$  comme le produit des variables individuelles  $y_i$ . En théorie la combinaison de plusieurs variables discriminantes n'est optimale (c'est à dire qu'elle offre la meilleure efficacité possible pour une pureté donnée) que si l'on utilise des fonctions multidimensionnelles dans le rapport de vraisemblance.

Toutefois, nous ferons l'approximation de variables faiblement corrélées, et considérons que la relation suivante est valide :

$$y = \frac{f^B(x_1, \dots, x_n)}{f^S(x_1, \dots, x_n)} = \frac{f^B(x_1) \times \dots \times f^B(x_n)}{f^S(x_1) \times \dots \times f^S(x_n)} = \prod_{i=1}^n y_i \quad (5.2)$$

La distribution des  $\log(y)$  est présentée sur la figure 5.3.

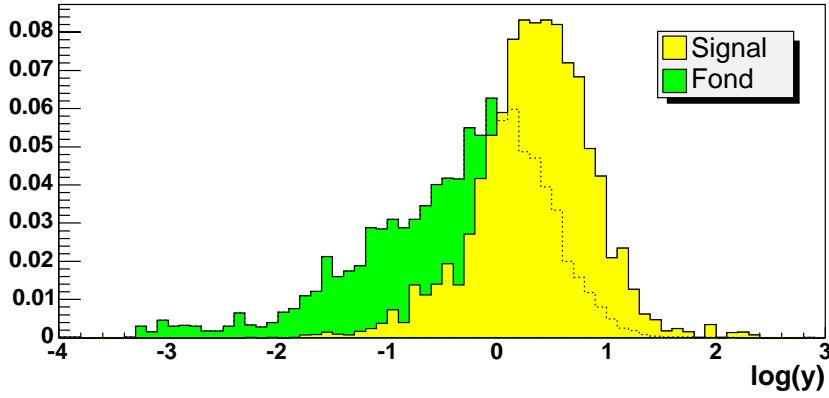


FIG. 5.3 – Distributions normalisées à 1 de  $\log(y)$  pour le signal et le bruit de fond, avec  $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ .

L'identification des événements "signal" est alors obtenue en imposant le critère  $y < y_0$ . Le niveau d'efficacité et de pureté souhaité est obtenu par une modification de la valeur de coupure  $y_0$ . La dépendance de l'efficacité sur le signal et sur le bruit de fond en fonction de  $\log(y_0)$  est montrée sur la figure 5.4.

Les performances obtenues en termes d'efficacité et de pureté sont représentées sur la figure 5.5, et quelques exemples de distributions de masses reconstruites pour différentes coupures sur  $\log(y)$  sont donnés sur la figure 5.6.

### 5.2.3 Détermination des niveaux de confiance

Le but de l'analyse des données est de pouvoir évaluer de la manière la plus rigoureuse possible la présence ou l'absence d'un signal dans les données. On définit donc un *niveau de confiance* caractérisant la probabilité avec laquelle est exclue une hypothèse. Nous avons déjà défini les différentes observables permettant de distinguer le signal du bruit de fond. Ces variables sont alors utilisées afin de pouvoir construire une statistique, dite *statistique du test*  $X$ , permettant de classer les expériences suivant que leur résultat s'apparente à une situation dans laquelle nous sommes en présence du seul bruit de fond (hypothèse "fond

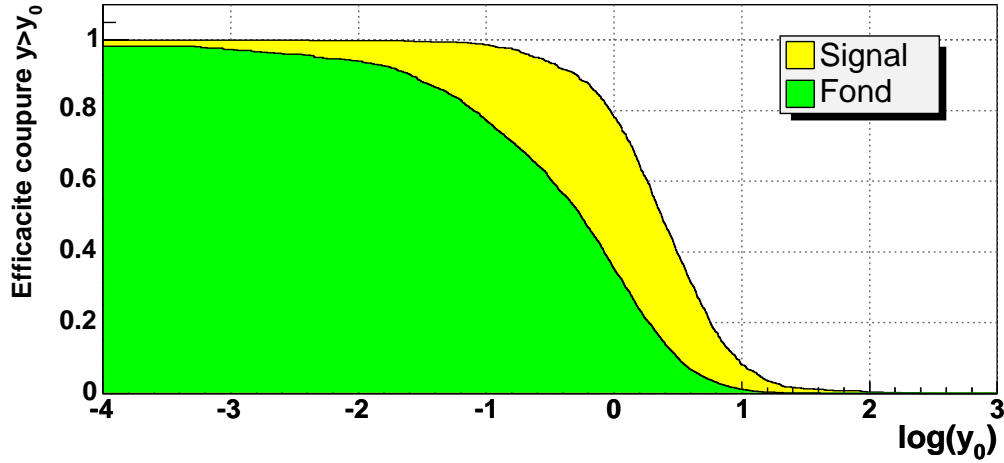


FIG. 5.4 – Efficacité de la coupure sur  $\log(y_0)$  en fonction de  $\log(y_0)$  pour le signal ( $m_H = 120 \text{ GeV}/c^2$ ) et le bruit de fond.

seul”, que nous noterons par la suite  $f$ ), ou bien une situation en présence de signal et de bruit (hypothèse “signal+fond”, notée  $s + f$ ). La statistique du test nous permettra alors d’établir le niveau de confiance auquel est exclue l’hypothèse  $s + f$  ou l’hypothèse  $f$ .

La statistique du test, par construction, est croissante lorsque les résultats des expériences deviennent de plus en plus semblables au signal recherché. Elle est définie comme le rapport des fonctions de vraisemblance des hypothèses  $s + f$  et  $f$  :

$$X = \frac{\mathcal{L}_{s+f}}{\mathcal{L}_f} \quad (5.3)$$

L’information la plus immédiate à prendre en compte dans la fonction de vraisemblance est le taux de comptage des événements de signal  $s$  et de bruit de fond  $f$  attendus. Ils sont distribués suivant des probabilités de Poisson :

$$X = \frac{e^{-(s+f)}(s+f)^n/n!}{e^{-f}f^n/n!} \quad (5.4)$$

où  $n$  est le nombre d’événements observés lors d’une expérience. Il est également possible d’enrichir la fonction de vraisemblance avec d’autres variables discriminantes comme la masse reconstruite du candidat Higgs dans l’événement observé. Si cette observable supplémentaire  $x$  est distribuée comme  $S(x)$  et  $F(x)$  dans le cas du signal et du bruit de fond, alors la statistique du test est définie comme :

$$\begin{aligned} X &= \frac{e^{-(s+f)}(s+f)^n/n!}{e^{-f}f^n/n!} \frac{\prod_{j=1}^n \frac{sS(x_j)+fF(x_j)}{s+f}}{\prod_{j=1}^n F(x_j)} \\ &= e^{-s} \prod_{j=1}^n \left( 1 + \frac{sS(x_j)}{fF(x_j)} \right) \end{aligned}$$



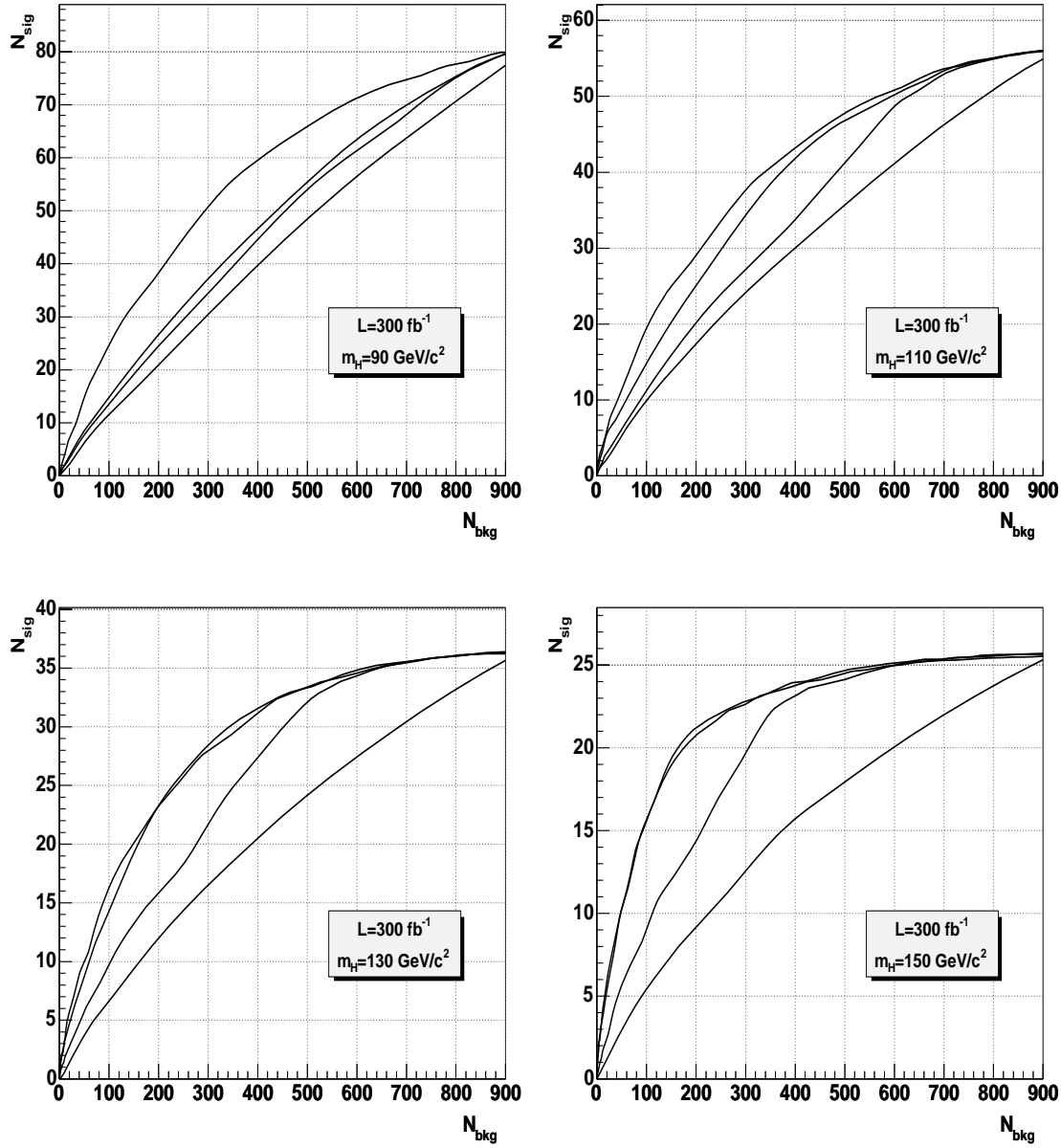


FIG. 5.5 – Courbes d'efficacité/pureté obtenues, pour une luminosité intégrée de  $300 \text{ fb}^{-1}$ . Pour différentes masses du boson de Higgs, quatre courbes sont tracées, selon le nombre de variables discriminantes utilisées dans la fonction de vraisemblance : 1, 2, 3 ou 4 variables. Nous appliquons en premier lieu une coupure sur l'impulsion transverse du lepton le plus dur, puis nous ajoutons dans la fonction de vraisemblance l'énergie transverse du photon dur, puis du photon mou, et enfin le cosinus de l'angle entre les deux photons. Sur chaque courbe, nous faisons varier la valeur de  $y_0$ , d'une valeur peu discriminante, pour laquelle les nombres de signaux et de bruits seront maximaux, à une valeur très discriminante où la pureté sera élevée mais l'efficacité sera faible. Nous pouvons remarquer que les coupures sur l'impulsion transverse du lepton, ou sur l'énergie transverse des photons, sont particulièrement discriminantes pour les hautes masses du boson de Higgs, tandis que la coupure sur  $\cos(\theta_{\gamma\gamma})$  est plus efficace à basse masse.

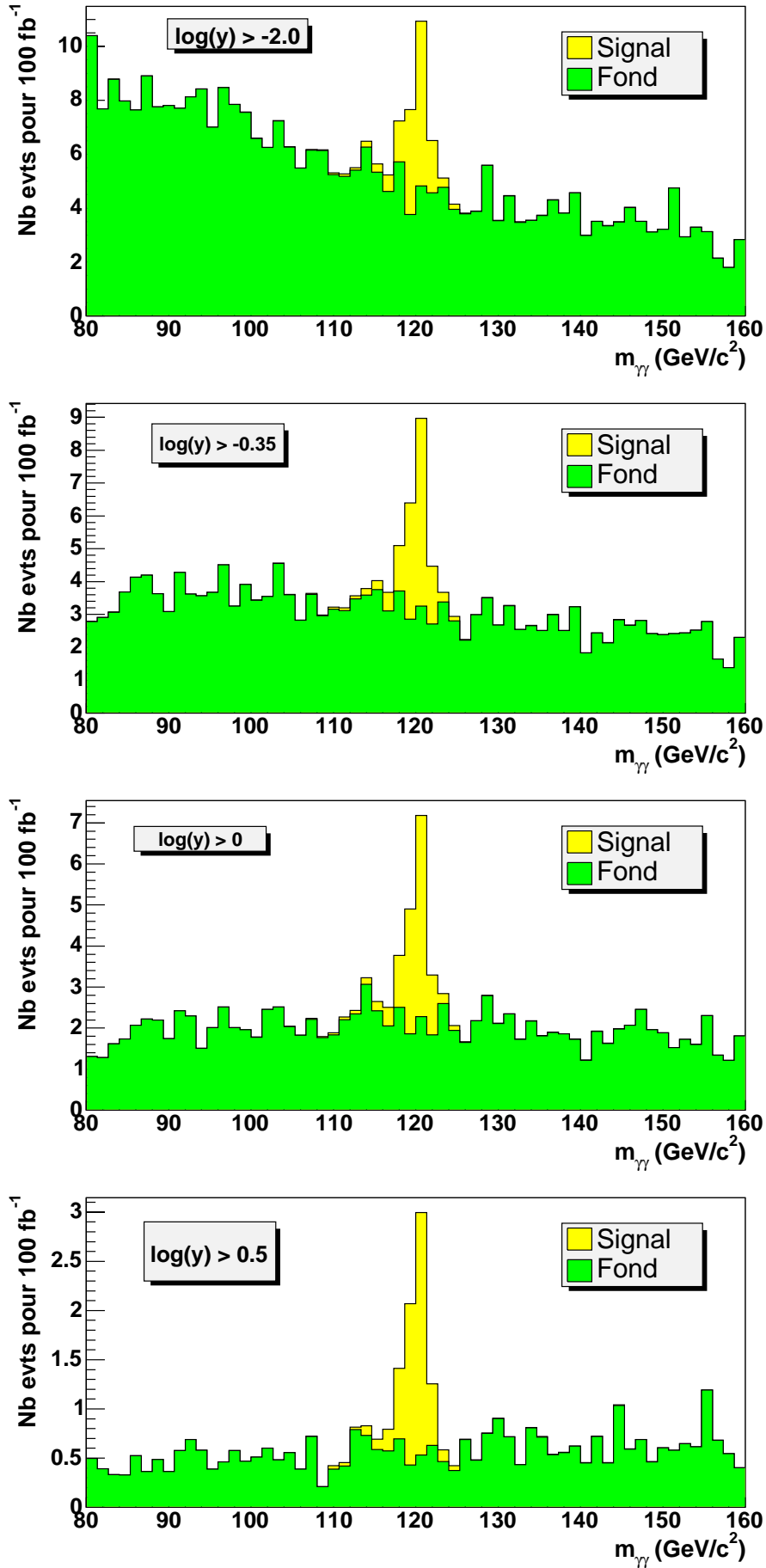


FIG. 5.6 – Distributions des masses reconstruites pour le signal et le bruit de fond pour différentes coupures sur  $\log(y)$ .

On peut alors définir le niveau de confiance dans l'hypothèse  $s + f$  comme la probabilité qu'une expérience de signal+fond donne une valeur  $X$  de la statistique du test inférieure à celle observée  $X_{obs}$  :

$$CL_{s+f} = \mathcal{P}_{s+f}(X \leq X_{obs}) = \int_0^{X_{obs}} \frac{d\mathcal{P}_{s+f}}{dX} dX \quad (5.5)$$

où  $d\mathcal{P}_{s+f}/dX$  est la fonction de densité de probabilité de la statistique du test dans le cas d'expériences signal+fond. De manière analogue on peut définir le niveau de confiance dans l'hypothèse nulle  $f$  par :

$$CL_f = \mathcal{P}_f(X \leq X_{obs}) = \int_0^{X_{obs}} \frac{d\mathcal{P}_f}{dX} dX \quad (5.6)$$

Le niveau de confiance dans le signal est alors défini en utilisant la renormalisation fréquentiste modifiée décrite dans [2] :

$$CL_s = CL_{s+f} / CL_f \quad (5.7)$$

Cette prescription fréquentiste modifiée est une manière sûre de soustraire la partie commune aux hypothèses "signal+fond" et "fond seul", et de définir les hypothèses "signal" et "absence de signal" proprement dites. Par exemple, si une expérience rapporte un taux d'événements observé si faible que même l'hypothèse "fond seul" est défavorisée, l'utilisation directe de  $CL_{s+f}$  entraîne une exclusion artificiellement forte. La prescription 5.7 revient à utiliser le niveau de confiance dans l'hypothèse "signal+fond", "en unités" du niveau de confiance dans l'hypothèse "fond seul", et empêche l'exclusion (ou l'observation) de profiter des fluctuations du fond.

#### 5.2.4 Choix du point de fonctionnement

Afin d'optimiser l'analyse *à priori*, en l'absence de données réelles, la variable  $X_{obs}$  de la statistique du test est remplacée par une variable aléatoire. Plusieurs milliers d'expériences de pensée sont alors réalisées, et pour chacune d'elle une valeur de  $CL_s$  est mesurée. La valeur moyenne des  $CL_s$  sur l'ensemble des expériences définit alors un niveau de confiance *attendu* dans l'hypothèse  $s$  quand elle est fausse, noté  $\langle CL_s \rangle_f$ .

A partir de cette nouvelle valeur nous pouvons extraire la signification statistique associée, qui est en général une grandeur plus familière. Elle représente le nombre de déviations standard au dessus du bruit de fond auquel se trouve la contribution du signal. Il est admis qu'une découverte peut être revendiquée lorsque la signification statistique est de plus de 5 déviations standard ( $5\sigma$ ), c'est à dire quand la probabilité d'une fluctuation du fond pouvant reproduire l'écart observé est inférieure à  $5,7 \times 10^{-7}$ . Autrement dit, cela se produit quand, en absence de signal, le fond seul a moins d'une chance sur 1,8 millions de produire le résultat observé. Nous notons la signification statistique  $S$ , et la relierons à  $\langle CL_s \rangle_f$  par la relation suivante :

$$\langle CL_s \rangle_f = \frac{1 - \text{erf}(S/\sqrt{2})}{2}$$

dans laquelle la fonction erf est définie par

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$$

Si l'on tente maintenant, en modifiant progressivement la coupure sur  $y$ , de maximiser  $S$ , on peut optimiser la sensibilité au signal recherché.

La méthode utilisant entre autres informations les distributions de masses  $S(x)$  et  $F(x)$  pour construire la statistique du test, une procédure d'optimisation de la coupure sur la fonction de vraisemblance est nécessaire pour chaque masse du boson de Higgs (voir figure 5.7). En revanche, bien que le nombre d'événements soit inclus dans l'analyse, l'optimisation ne dépend pas de la luminosité intégrée, comme le montre la figure 5.8. Le fait que la valeur optimale de la coupure sur  $\log(y)$  soit indépendante de la luminosité intégrée permet de tracer la signification statistique du canal de production associée en fonction de la luminosité, pour chaque masse, et ce en conservant toujours la valeur idéale de coupure. La courbe de signification statistique en fonction de la luminosité intégrée se trouve sur la figure 5.9.

### 5.3 Résultats dans le cadre du Modèle Standard

Les valeurs des  $\langle \text{CL}_s \rangle_f$ , converties en nombre de déviations standard, sont données dans le tableau 5.4.

$M_H$	Modèle Standard, $100 \text{ fb}^{-1}$				Modèle Standard, $300 \text{ fb}^{-1}$			
	$\log(y)$ optimal	Signification statistique	$N_{\text{signal}}$	$N_{\text{bruit}}$	$\log(y)$ optimal	Signification statistique	$N_{\text{signal}}$	$N_{\text{bruit}}$
90	-0,50	3,93	25,8	260,6	-0,50	6,80	77,4	781,7
100	-0,45	3,56	20,0	199,5	-0,45	6,16	59,0	661,3
110	-0,45	3,30	17,3	211,6	-0,45	5,71	51,9	634,7
120	-0,35	2,94	14,3	185,4	-0,35	5,10	42,9	556,1
130	-0,30	2,42	10,8	145,8	-0,30	4,21	32,4	437,4
140	-0,20	2,40	8,84	106,9	-0,20	4,17	26,5	320,7
150	-0,15	2,13	6,63	62,4	-0,15	3,70	20,5	187,1

TAB. 5.4 – Résultats dans le cadre du Modèle Standard pour une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$  (à gauche) ou de  $300 \text{ fb}^{-1}$  (à droite).

La figure 5.9 indique la signification statistique obtenue par le détecteur CMS en fonction de la luminosité intégrée pour une masse du boson de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$ . Nous pouvons notamment y constater que la luminosité nécessaire à une observation d'un boson de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$  à  $3 \sigma$  est de l'ordre de  $110 \text{ fb}^{-1}$  et que 3 ans de haute luminosité sont nécessaires à une découverte à  $5 \sigma$ . La figure 5.10 présente les significations statistiques obtenues pour un et trois ans de prise de données à haute luminosité, en fonction de la masse du boson de Higgs. Nous y remarquons que la découverte à  $5 \sigma$  d'un boson de Higgs, après trois ans de haute luminosité, est possible pour les masses de Higgs inférieures à  $120 \text{ GeV}$ .

Le niveau élevé de fond ainsi que la faible section efficace du signal ne permettent pas une observation de la désintégration du boson de Higgs en deux photons dans le canal de la production associée utilisant les bosons W et Z avec une luminosité intégrée de  $100 \text{ fb}^{-1}$ . Il est toutefois possible d'exploiter cette signature avec une luminosité intégrée de  $300 \text{ fb}^{-1}$ .

Une étude menée au sein de la collaboration ATLAS [3], dans laquelle la production de bosons de Higgs en association avec des paires  $t\bar{t}$  a été prise en compte, basée sur une

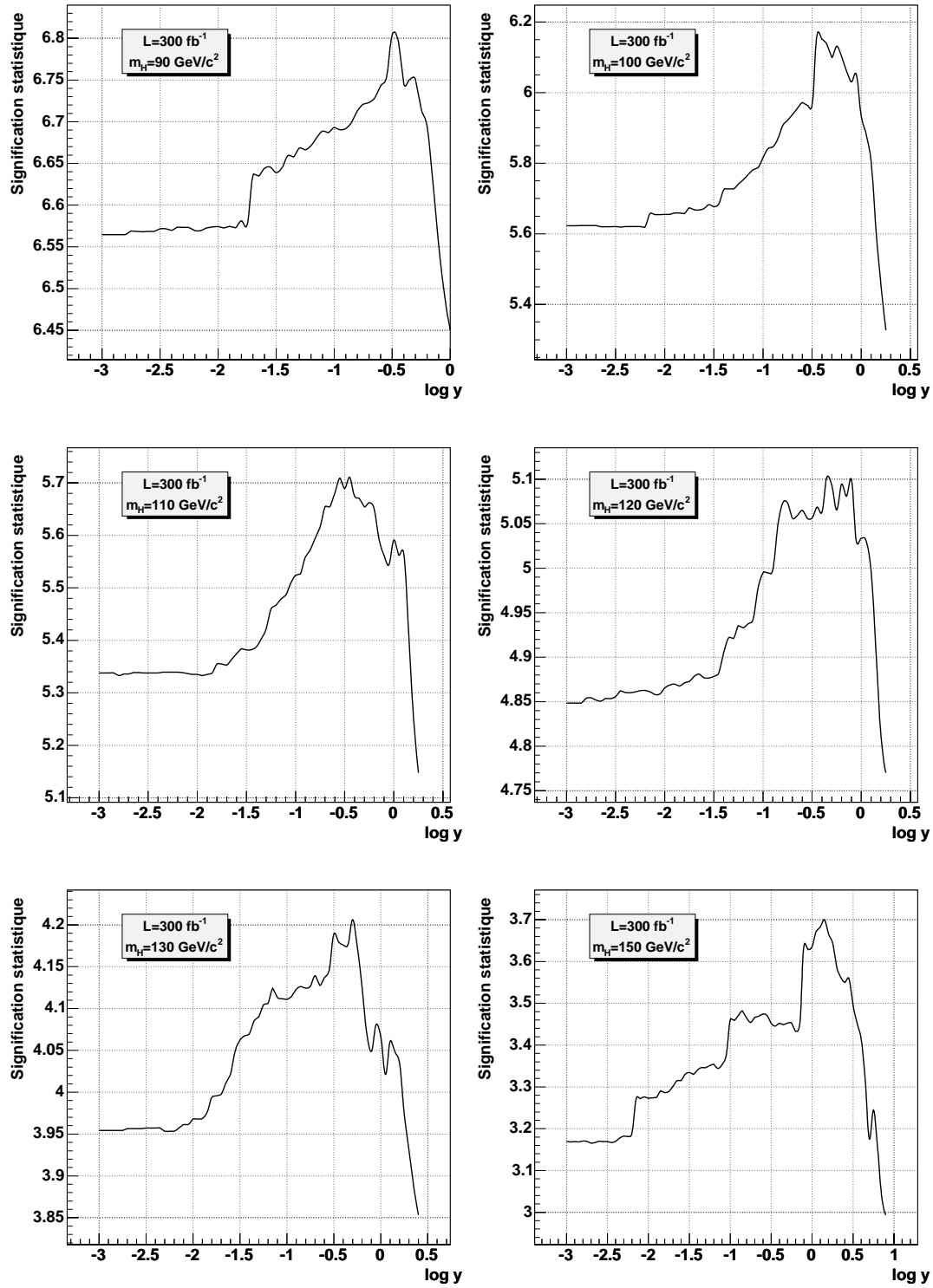


FIG. 5.7 – Optimisations de la coupure sur  $y$  à différentes valeurs de  $m_H$  pour  $300 \text{ fb}^{-1}$ .

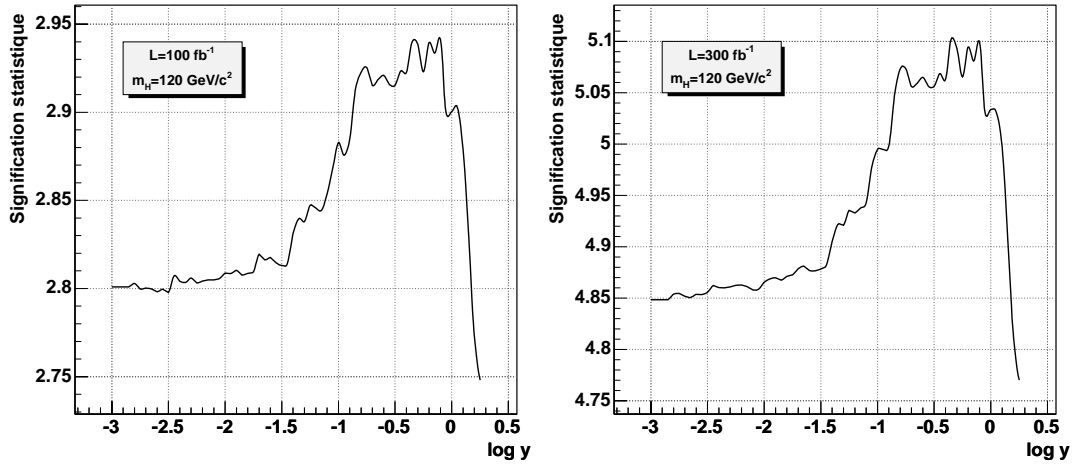


FIG. 5.8 – Optimisations de la coupure sur  $y$  pour  $100 \text{ fb}^{-1}$  et  $300 \text{ fb}^{-1}$ . Dans cet exemple la masse du Higgs est de  $120 \text{ GeV}/c^2$ . Dans les deux cas, la valeur retenue pour  $\log(y_0)$  est  $-0,35$ .

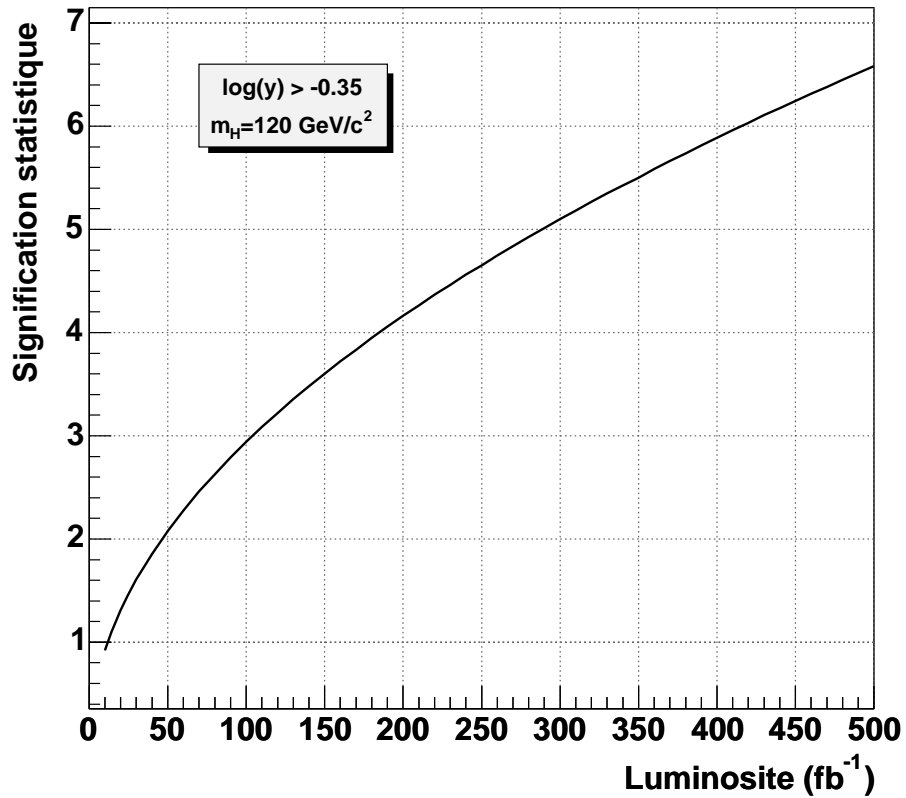


FIG. 5.9 – Signification statistique obtenue avec le détecteur CMS en fonction de la luminosité intégrée, pour une masse du boson de Higgs de  $120 \text{ GeV}/c^2$  dans le cadre du Modèle Standard.

simulation rapide des événements, obtient des résultats comparables : des significations statistiques de l'ordre de  $4,7 \sigma$  sont attendues pour une année de prise de données à haute luminosité. Cette étude prévoit un nombre d'événements  $t\bar{t}H$  du même ordre que le nombre d'événements  $WH$ , et un nombre d'événements de fond irréductible 1,8 fois plus élevé. Les résultats sont alors plus optimistes, mais une simulation détaillée des événements, devant confirmer cette étude, n'a pas encore été réalisée à ce jour.

## 5.4 Interprétation supersymétrique

La figure 5.12 indique les sections efficaces nécessaires à l'observation à  $5 \sigma$  de la production associée de bosons de Higgs. Il est maintenant possible de l'utiliser afin de déterminer le potentiel de découverte de ce canal pour le Modèle SuperSymétrique Minimal.

Pour l'instant, aucune particule supersymétrique n'a été observée, et les paramètres gouvernant le secteur de Higgs (par exemple  $m_A$  et  $\tan(\beta)$ ) ne sont pas connus. Il faut donc, pour déterminer le potentiel de découverte d'un canal, définir les régions couvertes dans le plan  $(m_A, \tan\beta)$ . Un certain point dans le plan est considéré comme couvert si la signification statistique du signal est supérieure à  $5 \sigma$ . Les points de l'espace des paramètres pour lesquels la signification statistique est exactement égale à  $5 \sigma$  forment un contour encerclant la région dite couverte.

Trois hypothèses sont envisagées, et à chacune d'elle correspondra un plan  $(m_A, \tan\beta)$  :

- un scénario de mélange nul, dans lequel le mélange des stops gauches et droits ne joue pas de rôle significatif, et où toutes les particules supersymétriques sont lourdes,
- un scénario de mélange maximal qui maximise la limite supérieure sur la masse du Higgs,
- un scénario dans lequel la masse du stop  $\tilde{t}_1$  est de l'ordre de la masse du quark top.

Dans le scénario de mélange maximal, la condition  $X_t = \sqrt{6} \times M_{\text{SUSY}}$  (avec  $X_t = A_t - \mu \cot\beta$ ) est approchée étant donné que  $X_t$  n'est pas accessible directement avec les outils V2HV et HDECAY (que nous avons déjà utilisés dans le chapitre 4). Le choix a été de fixer la valeur du couplage trilineaire  $A_t$  à  $\sqrt{6} \times M_{\text{SUSY}}$ , avec  $M_{\text{SUSY}} = 1 \text{ TeV}$ . Le paramètre  $\mu$  a été fixé à  $300 \text{ GeV}/c^2$  et  $M_2$  à  $200 \text{ GeV}/c^2$ , qui sont des valeurs assez grandes pour ne pas être déjà exclues. Ces choix de paramètres permettent de s'approcher de la condition  $X_t \sim \sqrt{6} \times M_{\text{SUSY}}$  avec  $\sim 6\%$  d'erreur pour  $\tan\beta=2$ ,  $\sim 1\%$  d'erreur pour  $\tan\beta=10$ , et moins de  $1\%$  d'erreur pour  $\tan\beta=20$  [5]. Tous les termes de brisure douce de la supersymétrie sont fixés à  $1 \text{ TeV}$ , et la masse du gluino  $M_{\tilde{g}}$  est fixée à  $800 \text{ GeV}/c^2$ . Les valeurs des paramètres décrivant le scénario de mélange nul sont les mêmes, à l'exception du terme de couplage trilineaire qui est fixé à 0. Pour le scénario de stop léger,  $A_t$  a été fixé à  $1400 \text{ GeV}/c^2$ , qui est une valeur proche de la valeur maximale autorisée ( $A_t = 1500 \text{ GeV}/c^2$ ) avec des squarks légers [6]. Dans ce scénario  $\mu = -250 \text{ GeV}/c^2$  et  $M_2 = 250 \text{ GeV}/c^2$ . Les termes de brisure douce de la supersymétrie sont égaux à  $1 \text{ TeV}$ , exceptés les termes de masse dans le secteur des stops, qui doivent être de l'ordre de  $500 \text{ GeV}/c^2$  afin de permettre au squark  $\tilde{t}_1$  d'être léger. Ceux-ci sont laissés "libres", contrairement aux termes de brisure douce des autres scénarios, et seul  $m_{\tilde{t}_1}$  est fixée, à une valeur de  $200 \text{ GeV}/c^2$ . Pour cela, une version modifiée [7] de HDECAY a été utilisée.

L'utilisation de ces paramètres de SUSY donne alors différentes limites sur la masse du boson de Higgs, qui doit être inférieure à  $127 \text{ GeV}/c^2$  dans le cas d'un mélange maximal,

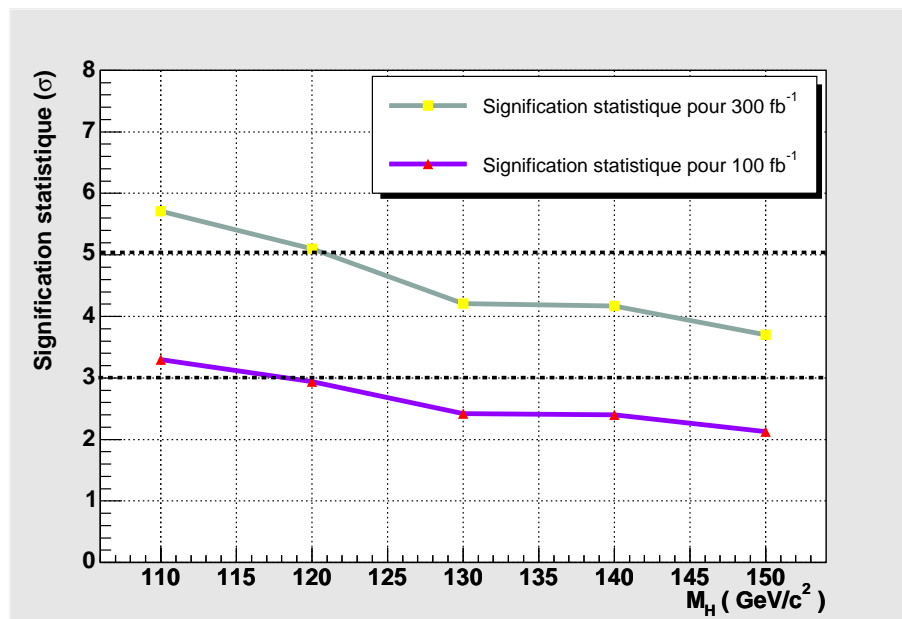


FIG. 5.10 – Significations statistiques obtenues pour un et trois ans de haute luminosité dans le cadre du Modèle Standard.

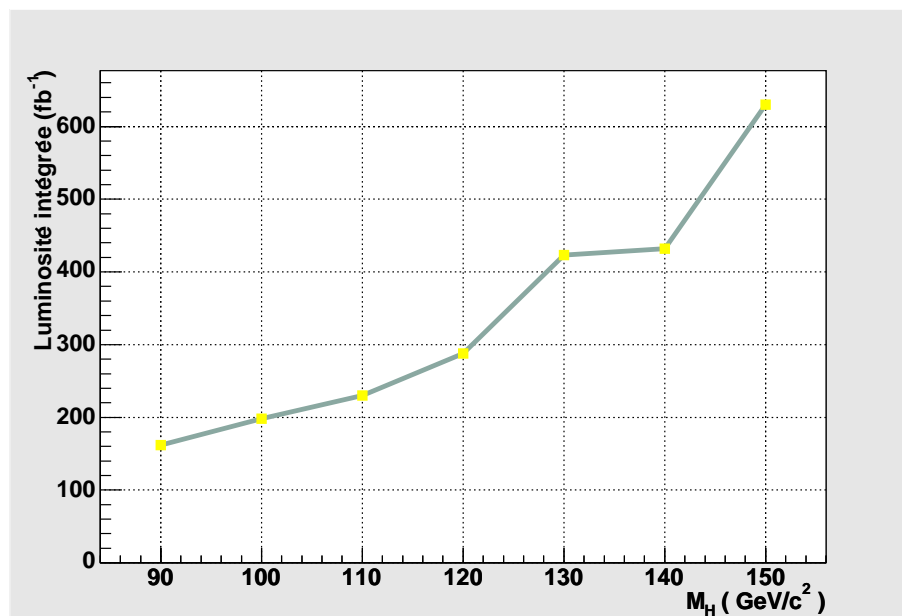


FIG. 5.11 – Luminosité nécessaire à une observation à  $5\sigma$  du canal de production associée d'un Higgs avec un boson de jauge.



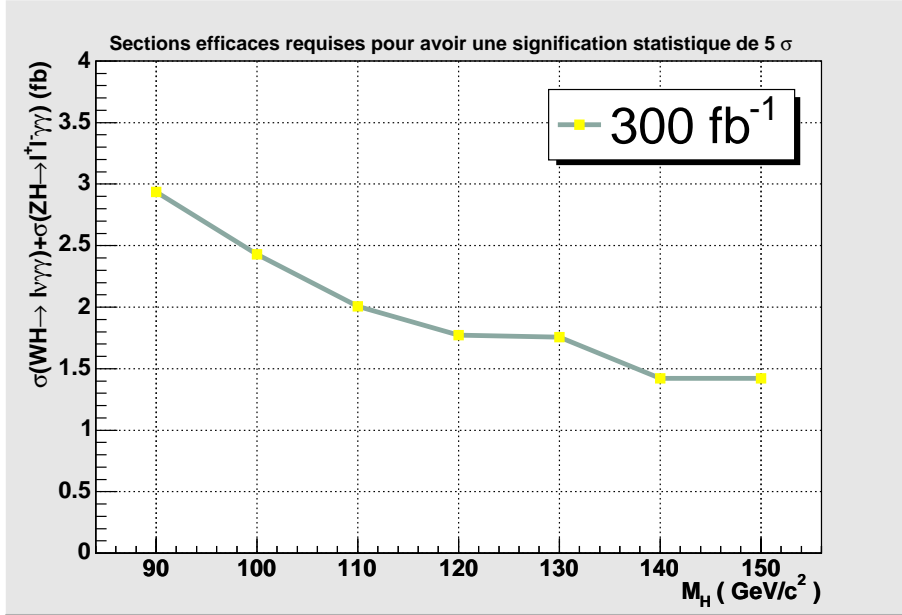


FIG. 5.12 – Sections efficaces nécessaires à l'obtention d'une signification statistique de  $5\sigma$  pour les canaux WH et ZH, avec une luminosité intégrée de  $300 \text{ fb}^{-1}$ .

et à  $114 \text{ GeV/c}^2$  dans le cas d'un mélange nul. Le signe de  $\mu$  ne joue qu'un faible rôle sur la masse du boson de Higgs le plus léger.

Pour chaque scénario, les différents points de l'espace des paramètres sont alors générés par la combinaison de V2HV (pour la production d'événements WH et ZH) et de HDECAY (pour la désintégration du boson de Higgs en deux photons). Un facteur de 0,212 a été appliqué sur le calcul des sections efficaces du signal WH afin de rendre compte du rapport d'embranchement des bosons W en leptons, et un facteur de 0,0673 a été utilisé pour le signal ZH. Pour toutes les valeurs de  $(m_A, \tan\beta)$ , nous avons alors la section efficace de production du signal.

Grâce à la figure 5.12, il est possible, pour chaque masse du boson de Higgs, de déterminer la section efficace nécessaire à une observation du signal à  $5\sigma$ . Il suffit alors de trouver dans l'espace des paramètres la section efficace correspondant à une découverte pour une masse du boson de Higgs donnée.

Il est nécessaire d'avoir une section efficace supérieure à  $1 \text{ fb}$  pour pouvoir extraire le signal du fond et l'observer. Les figures 5.13, 5.14 et 5.15 indiquent la couverture potentielle du canal de production associée selon la valeur de sa section efficace nécessaire à une découverte. Par exemple, pour la figure 5.13, les points du plan  $(m_A, \tan\beta)$  dont les sections efficaces étaient égales à  $0,6 \text{ fb}$  ont été localisés et utilisés pour tracer le contour de la zone couverte par le canal de production associée pour une telle section efficace. Il en a été de même pour tous les autres contours et tous les autres plans  $(m_A, \tan\beta)$ . On constate qu'au delà de  $1 \text{ fb}$ , la production associée ne couvre pas l'espace  $(m_A, \tan\beta)$ , or la figure 5.12 indique qu'une section efficace d'au moins  $1,4 \text{ fb}$  est nécessaire à une découverte par le biais de ce canal. Son potentiel de découverte apparaît donc compromis, et seule une reconstruction très performante des photons, particulièrement en ce qui concerne les conversions, associée à un algorithme efficace de rejet des  $\pi^0$ , semblerait permettre une

observation de Higgs supersymétriques se désintégrant en deux photons produits en association avec des bosons de jauge. Une autre possibilité serait d'inclure la production de bosons de Higgs en association avec des paires  $t\bar{t}$  dans l'analyse.

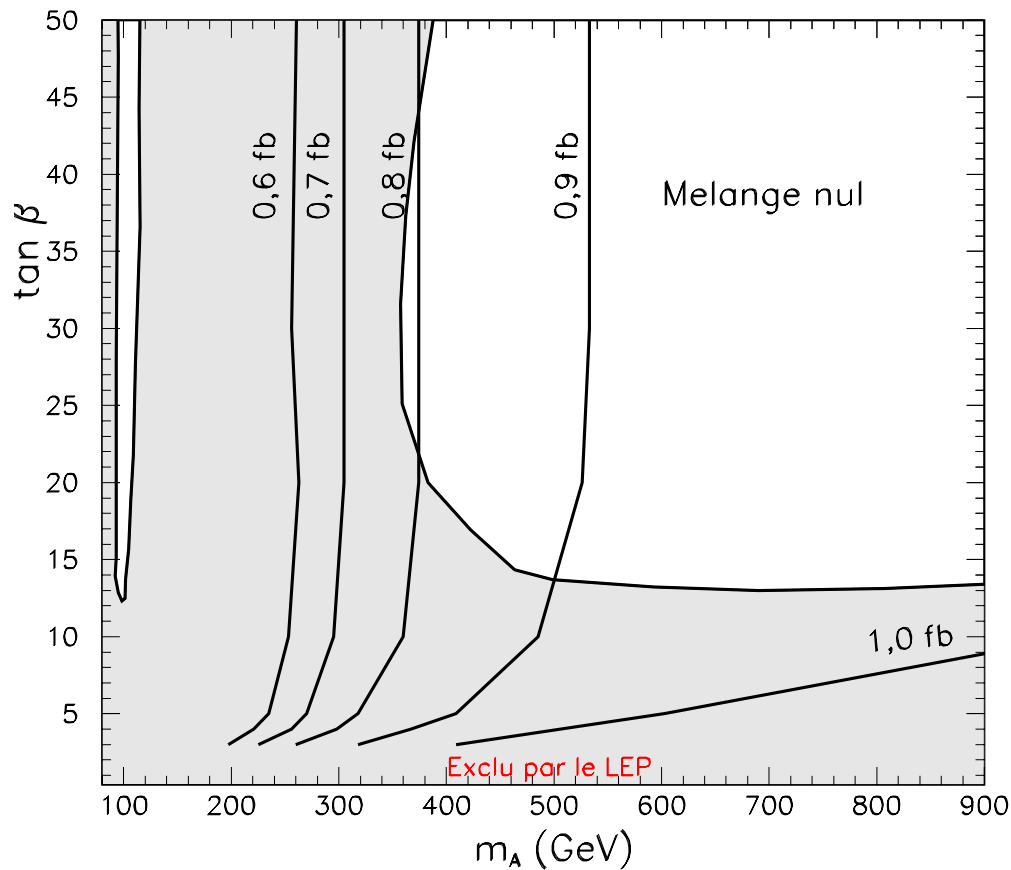


FIG. 5.13 – Potentiel de découverte d'un boson de Higgs du MSSM pour un mélange nul dans le secteur des stops.

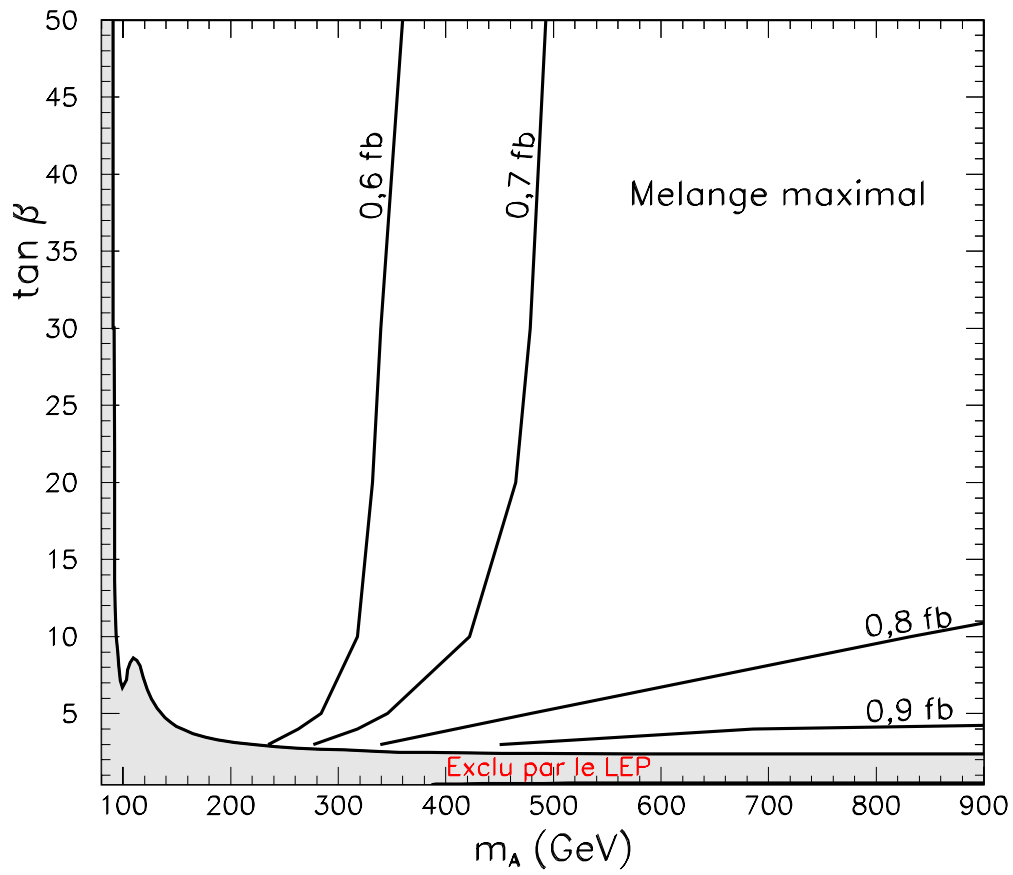


FIG. 5.14 – Potentiel de découverte d'un boson de Higgs du MSSM pour un mélange maximal dans le secteur des stops.

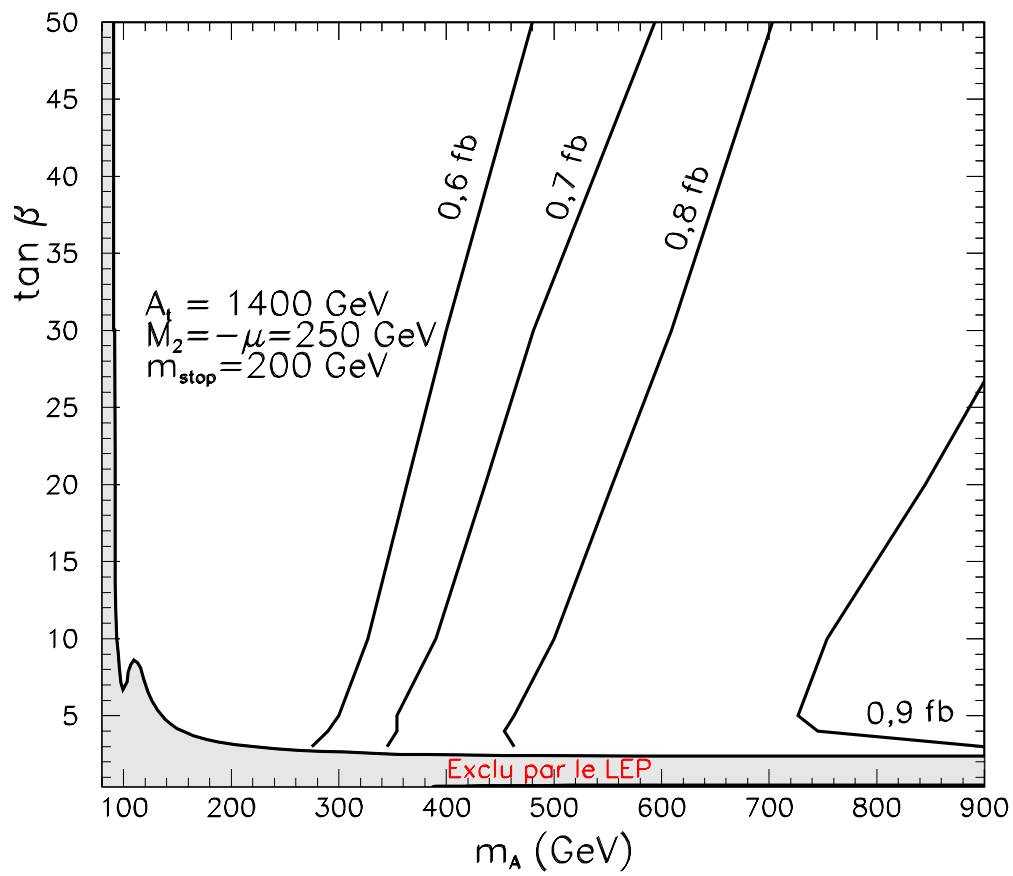


FIG. 5.15 – Potentiel de découverte d'un boson de Higgs du MSSM pour un mélange maximal dans le secteur des stops, avec  $m_{\tilde{t}_1} = 200 \text{ GeV}/c^2$ .



# Bibliographie

- [1] CMS, *The Trigger and Data Acquisition project Volume II, Technical Design Report, CERN/LHCC 2002-26*
- [2] Thomas Junk, *Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics*, CARLETON/OPAL PHYS 99-01, hep-ex/9902006.
- [3] Guillaume Eynard, *Etude de la production associée du boson de Higgs  $HW$ ,  $Ht\bar{t}$ ,  $HZ \rightarrow \gamma\gamma + e^\pm/\mu^\pm + X$  avec le détecteur ATLAS, auprès du LHC*, thèse de doctorat, Université Joseph Fourier (1998).
- [4] P.-H. Beauchemin, G. Azuelos, *Search for the Standard Model Higgs Boson in the  $\gamma\gamma + E_T^{miss}$  channel*, ATL-PHYS-2004-028 (2004).
- [5] R. Kinnunen, S. Lehti, A. Nikitenko et P. Salmit, *On the discovery of the lightest MSSM Higgs Boson at LHC*, Note en préparation.
- [6] A.Djouadi, *Squark effects on Higgs boson production and decay at the LHC*, hep-ph/9806315.
- [7] A. Djouadi, communication privée.



# Conclusion

Dans le cadre de la quête du boson de Higgs avec le détecteur CMS, ce travail de thèse a été scindé en deux parties, toutes deux portant sur le calorimètre électromagnétique.

La première partie de ce mémoire a été consacrée à l'évaluation des performances du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS à travers l'étude sous faisceau de deux supermodules, équipés de deux électroniques de lecture différentes. Si les deux se sont révélés fonctionnelles, l'électronique de lecture finalement adoptée a été celle utilisant les MGPA, de part leur coût inférieur et leurs meilleures performances en terme de bruit électronique. Les tests ont montré que la résolution en énergie est de l'ordre de 0,7% à 100 GeV, ce qui représente un atout majeur dans la recherche de bosons de Higgs légers, entre 115 et 150 GeV.

La deuxième partie est consacrée à l'étude du canal dit de production associée du boson de Higgs dans le Modèle Standard et le Modèle Supersymétrique Minimal, dans la gamme de masse  $90 < M_h < 150$ . Le boson de Higgs est produit avec un boson  $W^\pm$  ou  $Z^0$  et se désintègre en deux photons. Un des atouts de ce canal par rapport au mode inclusif d'observation est la forte réduction de la contribution des bruits de fond irréductibles due à l'exigence dans l'analyse d'avoir un lepton de haute impulsion transverse dans l'événement. D'autre part, la présence de ce lepton supplémentaire permet une estimation aisée de la position du vertex de production du Higgs et autorise ainsi une reconstruction plus précise de la masse de celui-ci. Ce canal, ainsi que les bruits de fond associés ont été étudiés avec la simulation complète du détecteur CMS et de son système de reconstruction. Malgré l'important niveau de bruit, et la faible section efficace de production, ce canal est observable à  $3\sigma$  dès la première année de haute luminosité du LHC, et le seuil de  $5\sigma$  est accessible avec trois ans de haute luminosité. En revanche, les modèles supersymétriques ne sont pour l'instant pas accessibles à ce canal. Il est néanmoins possible d'améliorer la reconstruction des événements et ainsi gagner en potentiel de découverte : le traitement des conversions de photons, basé uniquement sur les informations du calorimètre électromagnétique, sera plus efficace et plus précis lorsque les informations du trajectomètre seront utilisées. Il est également possible d'améliorer la reconstruction des photons à proximité des zones inter-cristaux, dans lesquelles la résolution en énergie est particulièrement dégradée. Les problèmes de conversions et de pertes d'énergie dans les "cracks" sont actuellement en cours d'étude. Il est également possible d'étudier l'apport de la production de bosons de Higgs en association avec des paires  $t\bar{t}$ .